



Mise en oeuvre du calorimètre électromagnétique
d'ATLAS et de la reconstruction des électrons avec les
premières données du collisionneur de protons LHC.
Détermination du potentiel de découverte d'un boson de
jauge lourd chargé $W^{(\prime)} \rightarrow e\nu$

Marine Kuna

► To cite this version:

Marine Kuna. Mise en oeuvre du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et de la reconstruction des électrons avec les premières données du collisionneur de protons LHC. Détermination du potentiel de découverte d'un boson de jauge lourd chargé $W^{(\prime)} \rightarrow e\nu$. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2010. Français. NNT : . tel-00522254

HAL Id: tel-00522254

<https://theses.hal.science/tel-00522254>

Submitted on 30 Sep 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY
163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique et Sciences de la Matière

Mention : Physique des Particules et Astroparticules

présentée par

Marine KUNA

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

**Mise en œuvre du calorimètre électromagnétique
d'Atlas et de la reconstruction des électrons avec les
premières données du collisionneur de protons LHC.
Détermination du potentiel de découverte d'un
boson de jauge lourd chargé $W' \rightarrow e\nu$**

soutenue le 20 Septembre 2010 devant le jury composé de

Mme.	Marie-Claude Cousinou	Examineur
M.	Daniel Froidevaux	Examineur
M.	Fabrice Hubaut	Directeur de Thèse
Mme.	Lydia Iconomidou-Fayard	Rapporteur
M.	E. Kajfasz	Président du Jury
M.	Arnaud Lucotte	Rapporteur

Remerciements

J'ai vécu pendant ma thèse l'une des plus épanouissantes périodes de ma vie, tant sur le plan scientifique que sur le plan humain. Je tiens à remercier ici toutes les personnes qui ont contribué à ce que cette expérience soit si heureuse et enrichissante.

Je ne me représente toujours pas l'incroyable chance que j'ai eue de pouvoir travailler pendant ces trois années avec mon directeur de thèse et encadrant, Fabrice. C'est avec une pédagogie et une générosité sans bornes qu'il m'a délivré sa vision transverse et originale de la physique. Son implication, la constance, la confiance qu'il m'a accordée et l'ambition qu'il a eue pour moi m'ont permis de réaliser cette thèse dans des conditions idéales. Pour toutes ces raisons et bien d'autres encore, je lui suis très reconnaissante.

Merci à Pascal, personnage passionné s'il en est, dont l'exigence et la volonté de transmettre m'ont été d'une aide précieuse tout au long de ma thèse. Un grand merci à Carolina, l'une des personnes les plus débordantes d'énergie que je connaisse, et avec qui j'ai appris le travail en équipe qu'il est si important de cultiver dans la recherche. En traversant ensemble les moments difficiles mais également les satisfactions qui jonchent le parcours d'un doctorant, nous avons développé une véritable amitié qui je l'espère débouchera sur d'autres projets scientifiques communs.

Je remercie tous les membres de mon jury pour les remarques constructives et bienveillantes qu'ils ont eu sur ma thèse. Merci à Daniel et Marie-Claude pour l'intérêt qu'ils ont démontré à l'égard de mes résultats. Un grand merci à Lydia et Arnaud pour leur implication, en particulier la patience dont ils ont fait preuve pendant la lecture de ces pages et leur volonté de contribuer à leur amélioration.

Je voudrais remercier tous les membres du CPPM, leur chaleur humaine et leur sens de l'entraide qui m'ont donné le sentiment de faire partie d'une véritable équipe. Merci à Éric pour avoir réussi à accentuer cette osmose au sein du laboratoire grâce à sa disponibilité, sa bonne humeur et son caractère entreprenant.

Je tiens à remercier le groupe ATLAS du CPPM pour m'avoir accueillie, entourée et encadrée pendant ces trois années. Merci à Mossadek pour avoir été toujours très attentif à mon évolution au sein du groupe et de la collaboration et pour avoir fait en sorte que je ne manque de rien pendant ma thèse. Merci à Manu, Jessica, Yann, Steeve, Laurent, Lorenzo, Farès pour leur aide, leurs encouragements et leur sympathie.

Mon séjour au CPPM a avant tout été rythmé par la fantastique aventure humaine que représente la vie quotidienne avec les thésards. Merci à Pierre-Simon, Élisabeth, Samir, Jérôme et Julien pour l'aide et les précieux conseils qu'ils m'ont prodigués à diverses étapes de ma thèse. Merci au clan pixel : George, Rémi, Sahar, Nancy et Nicolas B., qui ont eu la gentillesse de m'inclure au sein de leur famille malgré mon penchant calorimétrique. Merci à David, Nicolas, Imen, Salvo, Cosme, Betty, Stéphane, Ziad et Raphaël avec qui j'ai passé tant de bons moments, et merci à Garo pour son incroyable flexitude intrinsèque ! Je tiens à remercier Etienne qui m'a montré le chemin de la réussite et grâce à qui j'ai traversé avec bonheur des moments cruciaux de ma vie. Merci à Diane et Marine pour nos soirées débriefing et leurs conseils d'ainées. Le bureau le plus cool "do you know ?" n'aurait jamais été aussi cool sans la présence si charismatique et apaisante de Pierre-Élie. Merci également à Émilie pour la bonne humeur avec laquelle elle m'a soutenue pendant ma phase de rédaction et d'analyse de données. Enfin, un merci tout particulier à Cécile, ma sœur jumelle de thèse et de cœur, pour avoir toujours été là pour moi.

Je voudrais remercier Clive qui sans s'en rendre compte a littéralement chamboulé ma dernière année de thèse. Merci de m'avoir soutenue et de m'avoir rendue si heureuse.

Enfin, je voudrais remercier infiniment mes parents qui ont toujours cru en moi.

Je dédie cette thèse à mon frère Julien qui, malgré la distance géographique qui nous sépare parfois, est toujours au plus près de mon cœur.

Table des matières

Remerciements	v
Table des matières	vii
Introduction	1
1 La physique des particules	3
1 Le Modèle Standard de la physique des particules	5
1.1 Interactions fondamentales et constituants de la matière . . .	5
1.1.1 Les fermions	5
1.1.2 Les interactions fondamentales	6
1.2 La théorie de jauge du Modèle Standard	8
1.2.1 La chromodynamique quantique	9
1.2.2 Symétrie de jauge électrofaible	10
1.2.3 Mécanisme de Higgs	11
1.2.4 Les bosons de Goldstone	13
1.2.5 La matrice CKM	14
1.2.6 Le secteur des neutrinos	14
1.3 Le Modèle Standard au LHC	15
1.4 Les succès et les limites du Modèle Standard	19
2 La recherche d'un boson de jauge lourd W' au LHC	23
2.1 Les modèles	23
2.1.1 Petit Higgs	23
2.1.2 Théories de grande unification	24
2.1.3 Dimensions supplémentaires	26
2.1.4 Modèles de référence et de jauge étendue	27
2.2 Limites actuelles et perspectives	27
3 Conclusion	29
2 L'expérience ATLAS auprès du LHC	31
1 Le LHC	31
1.1 Description	32
1.2 Les expériences	34
1.3 État et mise en marche de l'accélérateur	35
2 L'expérience ATLAS	38
2.1 Introduction	38
2.2 Le trajectographe interne	41
2.2.1 L'aimant solénoïdal	41
2.2.2 Le détecteur de vertex à pixels	43
2.2.3 Le détecteur de traces à semi-conducteurs	45

2.2.4	Le trajectographe à rayonnement de transition	45
2.3	Le système de calorimétrie	46
2.3.1	Le calorimètre électromagnétique	47
2.3.2	Le calorimètre hadronique	51
2.3.3	Le calorimètre avant	52
2.4	Le spectromètre à muons	53
2.5	Le système de déclenchement	57
2.6	Traitement informatique des données	58
3	Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS	61
1	Principe de détection	62
1.1	Développement des gerbes électromagnétiques	62
1.2	Dépôt d'énergie dans une cellule	62
2	Chaîne électronique de lecture	64
3	Processus d'étalonnage	67
4	Reconstruction de l'énergie	71
5	Ajustement en temps	73
6	Etat du calorimètre en 2010	74
4	Mise en œuvre du calorimètre électromagnétique	77
1	Contexte de l'étude	78
1.1	Tests faisceaux (2004-2006)	78
1.2	Mise en œuvre <i>in situ</i> (2006-2010)	78
2	Données, déclenchement et sélection	80
2.1	Données cosmiques de 2007	80
2.2	Données sur faisceau LHC de 2008	83
3	Vérification de la forme des signaux d'ionisation	88
3.1	Ajustement en temps	89
3.2	Méthode de superposition	89
4	Qualité de la reconstruction du signal	91
4.1	Definition et robustesse du facteur de qualité	92
4.2	Dépendance en η du facteur de qualité	93
4.3	Impact de la reconstruction sur le terme constant de la réso- lution en énergie	95
5	Conclusions	98
5	Reconstruction des électrons et cartographie de la matière	101
1	Reconstruction et identification des électrons	101
1.1	Reconstruction des candidats électrons	102
	Algorithme de reconstruction de l'agglomérat calorimé- trique	102
	Association de l'agglomérat calorimétrique à une trace .	102
	Algorithme de reconstruction des électrons de basse énergie	103
1.2	Reconstruction de l'énergie	103
	Énergie déposée dans le calorimètre	104
	Énergie déposée en amont du calorimètre	105
	Fuites en aval du calorimètre	105

	Energie totale	105
1.3	Identification des électrons	107
1.3.1	Sélection lâche	107
1.3.2	Sélection moyenne	109
1.3.3	Sélection sévère	110
2	Etude de la matière en amont du calorimètre	110
	Motivations	110
	Objectifs	110
	Les méthodes traditionnelle de détermination de la ma- tière	111
	Sonder la matière avec les électrons de grande impul- sion transverse	112
2.1	Simulation	113
2.1.1	Simulation de la matière	113
2.1.2	Sélection des électrons de grande impulsion transverse	116
2.2	Impact de la matière sur la reconstruction de l'énergie	117
2.3	Impact de la matière sur la signature des électrons de grande impulsion	118
2.3.1	Méthodologie	119
2.3.2	Détermination de la matière proche du calorimètre électromagnétique	121
	Matière entre le pré-échantillonneur et le premier com- partiment du calorimètre électromagnétique	121
	Matière du cryostat	122
2.3.3	Détermination de la matière du trajectographe interne	125
	Matière dans les couches de silicium	129
	Matière entre le SCT et le TRT	134
	Matière entre le tonneau et les bouchons du TRT . . .	135
2.4	Conclusion	139
6	Analyse des premières collisions du LHC	141
1	Prise de données de collisions	141
1.1	Événements de biais minimum	141
1.2	Déclenchement	142
1.3	Mise en œuvre du calorimètre électromagnétique	145
2	Les candidats électrons	147
2.1	Résultats à $\sqrt{s} = 900$ GeV	147
2.2	Sélection à $\sqrt{s} = 7$ TeV	148
2.3	Cinématique et origine des candidats	149
3	Etude des variables d'identification	151
3.1	Variables calorimétriques	152
3.2	Variables du trajectographe interne	156
3.3	Facteurs de rejet	160
4	Conclusions	162

7	Préparation de la recherche d'un boson de jauge lourd W'	163
1	Énergie transverse manquante	164
1.1	Reconstruction de \cancel{E}_T à partir des cellules calorimétriques . .	164
1.2	Reconstruction de \cancel{E}_T à partir des objets	168
2	Performance de \cancel{E}_T calorimétrique dans ATLAS	168
3	Préparation à la recherche d'un boson de jauge lourd W'	169
3.1	Motivations	169
3.2	Reconstruction de la masse transverse invariante	171
3.3	Simulation et sélection	172
3.4	Extraction du W' avec \cancel{E}_T standard	176
3.5	Extraction du W' avec \cancel{E}_T calorimétrique	178
3.5.1	Impact sur le signal	178
3.5.2	Impact sur les bruits de fond	179
3.6	Conclusion	183
	Conclusion	185
	Bibliographie	187
	Résumé	197

Introduction

En ce début d'année 2010, le collisionneur de protons LHC a commencé son fonctionnement avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV, faisant du CERN le laboratoire abritant le plus puissant accélérateur de particules au monde. La nouvelle fenêtre d'observation offerte par cette machine offre aux physiciens la possibilité d'observer des phénomènes physiques encore inconnus et d'étendre nos connaissances sur le fonctionnement de l'univers. Parmi les expériences placées sur l'anneau du LHC se trouve l'expérience généraliste ATLAS, dont les objectifs de physique comprennent la complétion du Modèle Standard de la physique des particules par la découverte du boson de Higgs, la mesure des propriétés du quark top, mais également la mise à l'épreuve de théories comme la super-symétrie, les modèles de grande unification et de dimensions supplémentaires. Le chapitre 1 illustrera l'état des connaissances théoriques en physique subatomique avant le nouvel éclairage que le LHC a la vocation de lui apporter, tandis que le chapitre 2 décrira l'expérience ATLAS sur lequel repose le travail effectué pendant cette thèse.

L'exploitation des données d'un collisionneur de hadrons n'est cependant pas aisée, et la réduction du bruit QCD est un des enjeux majeurs des expériences placées auprès du LHC. Dans cet environnement hadronique, la maîtrise des leptons est cruciale. Leur signature relativement simple et leur présence dans des canaux de découvertes importants sont des atouts pour la recherche de nouvelle physique. L'électron, sa reconstruction, son identification, sa mise en œuvre et celle du calorimètre électromagnétique qui est un sous-détecteur crucial pour sa mesure a été le fil conducteur de ma thèse qui se découpe comme suit.

La reconstruction de l'électron commence dans le calorimètre électromagnétique qui est l'objet du chapitre 3. Avec les données cosmiques de 2007 et les premières données faisceau du LHC en 2008, j'ai vérifié la qualité de la reconstruction de l'énergie dans ses cellules. Ce travail de mise en œuvre est expliqué dans le chapitre 4.

La reconstruction des électrons est le sujet du chapitre 5. Ce chapitre présentera une méthode novatrice utilisant les électrons pour cartographier la matière en amont du calorimètre, quantité dont la connaissance préalable est nécessaire pour atteindre les objectifs de physique qu'ATLAS s'est fixés.

Fin 2009 et début 2010, ATLAS enregistrait ses premiers candidats électrons issus de collisions du LHC avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 900$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV. A cette occasion, j'ai participé à la vérification de l'accord entre les variables d'identification mesurées sur les données et celles qui sont actuellement simulées et sur lesquelles sont optimisées les coupures de la majeure partie des analyses de physique.

Enfin, le chapitre 7 décrit la préparation de la recherche d'un boson de jauge lourd chargé W' dans sa décroissance en électron et neutrino avec une définition

uniquement calorimétrique de l'énergie transverse manquante.

Le LHC fonctionnera à $\sqrt{s} = 7$ TeV en 2010 et 2011 avant d'être fermé pour procéder aux changements nécessaires à sa montée à l'énergie nominale de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Une luminosité intégrée de quelques dizaines de pb^{-1} sera suffisante pour étendre la recherche du W' au delà des limites actuelles.

Chapitre 1

La physique des particules

La physique des particules est une discipline qui s'attache à la compréhension et la description des particules élémentaires de la matière et des lois qui régissent leur comportement.

La discipline connaît un essor suite à la découverte dans les années 50 et 60 d'une multitude (un "zoo") de nouvelles particules, comme l'illustre la figure 1.1 représentant la découverte du Ω^- dans une chambre à bulles à Brookhaven en 1964. Avec l'avènement du Modèle Standard de la physique des particules dans les années 70, on comprendra que les hadrons sont en réalité composés d'un nombre restreint de particules élémentaires nommées quarks, comme le montre la figure 1.2. Avec la découverte au TeVatron en 1995 du quark le plus massif : le top, toutes les particules prédites par le Modèle Standard ont maintenant été observées à l'exception du boson de Higgs.

Le Modèle Standard de la physique des particules ne décrit que 5% du contenu énergétique de notre univers. Le reste est composé d'environ 25% de matière noire, et de plus de 70% d'énergie noire. La matière noire a été observée indirectement par les effets gravitationnels qu'elle engendre. Les expériences du LHC sont susceptibles de mettre en évidence des candidats à la matière noire. L'énergie noire est souvent définie comme une pression négative. Elle a été mise en évidence par l'observation de l'accélération de l'expansion de l'univers.

La raison pour laquelle le Modèle Standard est actuellement la référence dans le monde de la physique des particules réside dans son impressionnant pouvoir prédictif. La découverte de ses douze fermions, la validation expérimentale de la théorie électro-faible et l'observation des bosons vecteurs W^\pm et Z^0 sont autant de succès qui, depuis les années 80, n'ont cessé de confirmer le modèle. Cette théorie prédictive qui n'a jamais encore été mise en défaut, excepté par les oscillations de neutrinos pour sa version minimaliste, semble néanmoins toucher à ses limites. Si ses défauts sont tous d'ordre théorique (problèmes de naturalité, de hiérarchie...), la dernière pierre à l'édifice du Modèle Standard, c'est-à-dire la confirmation expérimentale du mécanisme de Higgs par lequel les particules acquièrent leur masse, se fait encore attendre. Toutes ces raisons laissent penser que le Modèle Standard n'est qu'un cas particulier à relativement basse énergie d'un modèle supérieur qui l'engloberait.

Parmi les modèles allant au delà du Modèle Standard, un grand nombre prédisent l'existence d'un boson de jauge lourd chargé W' comme les modèles de petit Higgs, les théories de grande unification, les dimensions supplémentaires ou encore les modèles de jauges étendue. C'est sur la description de ces modèles et de leurs limites actuelles

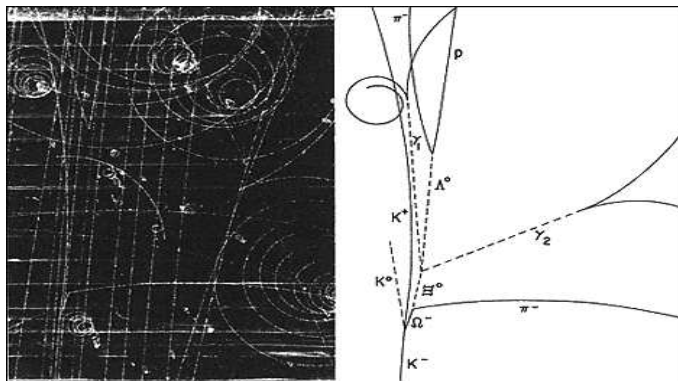


FIGURE 1.1 – *Gauche : cliché d'une chambre à bulle lors de la découverte du Ω^- en 1964 à Brookhaven. Droite : schéma de l'interaction. Un méson K^- incident interagit avec un proton dans l'hydrogène liquide pour produire un Ω^- et les mésons K^0 et K^+ . (Les mésons K ou kaons sont des mésons dont le nombre quantique d'étrangeté est non nul c'est-à-dire comportant un quark s ou son anti-quark \bar{s}) La trajectoire des particules neutres électriquement qui ne laissent pas de trace sont représentées par des pointillés.*

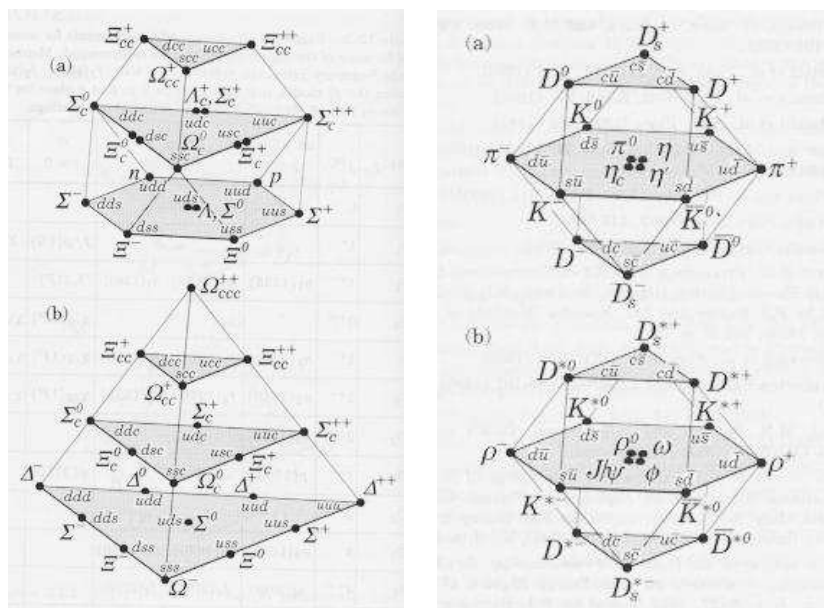


FIGURE 1.2 – *Classification géométrique des hadrons par leur composition en quarks (baryons de spin 1/2 en haut à gauche, baryons de spin 3/2 en bas à gauche, mésons à droite).*

que ce chapitre se concentrera.

La description du Modèle Standard de la physique des particules sera l'objet de la partie 1. Après une présentation des particules élémentaires, on donnera la description des interactions fondamentales en terme de théorie quantique relativiste des champs, aussi appelées théories de jauge. Les problématiques liées au mécanisme de Higgs ainsi que le mélange des saveurs de quarks et de neutrinos par le biais des matrices CKM et PMNS seront également abordés. Les réussites et les limitations du Modèle Standard seront évoquées.

Enfin, dans la partie 2, je me concentrerai plus particulièrement sur les modèles prédisant un boson de jauge lourd chargé W' dont la préparation de la recherche est l'objet du chapitre 7. Les limites actuelles sur sa masse seront également discutées.

1 Le Modèle Standard de la physique des particules

1.1 Interactions fondamentales et constituants de la matière

Les frontières actuelles de l'exploration des particules fondamentales en physique ont permis de sonder les particules élémentaires de la matière jusqu'à des distances de l'ordre de l'attomètre (10^{-18} m), taille en dessous de laquelle les particules sont considérées comme ponctuelles. Dans la limite actuelle de nos connaissances, les particules élémentaires sont recensées dans un modèle que l'on appelle le Modèle Standard de la physique des particules.

Les propriétés principales des particules élémentaires sont leur masse, leurs charges qui traduisent leur comportement vis-à-vis des interactions fondamentales, et enfin leur spin ou moment cinétique intrinsèque. Il est en particulier possible grâce à cette dernière propriété de diviser les particules élémentaires en deux grandes catégories. Les fermions, qui ont un spin demi-entier, sont à proprement parler les briques élémentaires de la matière. Les bosons, qui présentent un spin entier, sont les particules par lesquelles se transmettent les interactions fondamentales.

1.1.1 Les fermions

Le comportement des fermions est régi par la statistique de Fermi-Dirac. Ils respectent donc le principe d'exclusion de Pauli c'est-à-dire que deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique.

La matière ordinaire est composée de trois briques élémentaires : le quark *up*, le quark *down* et l'électron. Ainsi tous les noyaux atomiques de l'univers sont formés de protons (deux quarks *up* et un quark *down*) et de neutrons (deux quarks *down* et un quark *up*) auxquels s'ajoute un cortège d'électrons. Si l'on ajoute à ces trois particules le neutrino associé à l'électron, on obtient la première génération de particules élémentaires. Il s'agit de la première colonne de la figure 1.3. Cette famille de particules est appelée première génération en ce sens où les particules qui la composent présentent les plus petites masses. Elle est de par ce fait également la première génération à avoir été découverte. Deux autres générations de structure identique ont ensuite été mises en évidence, présentant à chaque fois des particules de masses supérieures à celles de la génération précédente.

En lisant le tableau de la figure 1.3 par lignes, on distingue encore deux types de

particules. Les deux premières lignes recensent les quarks c'est-à-dire les particules sensibles à l'interaction forte (voir paragraphe 1.1.2). Les quarks up, charm et top ont une charge électrique de $+\frac{2}{3}$, tandis que les quarks down, strange et bottom ont une charge de $-\frac{1}{3}$. Une charge électrique fractionnaire ou le déconfinement des quarks n'a jamais été observé expérimentalement, ce qui suggère que ces particules ne sont jamais isolées mais liées à d'autres. De plus, ces particules étant sensibles à l'interaction forte, elles présentent une charge de couleur qui leur interdit également d'être isolées.

Les troisième et quatrième lignes de la figure 1.3 donne la liste des leptons. L'électron, le muon et le tau, donnés par masses croissantes, ont une charge électrique et une charge leptonique de $+1$. Les neutrinos qui leur sont associés (ν_e , ν_μ , ν_τ) ont une charge électrique nulle et une charge leptonique de -1 . Les mesures ne donnent qu'une limite supérieure à leur masse qui est non nulle mais très faible.

Il y a au total six saveurs de quarks et six saveurs de leptons, toutes observées expérimentalement [1].

Toutes les particules précédemment décrites ont une antiparticule associée dont elles ne diffèrent que par leurs charges qui sont opposées. Leur comportement vis-à-vis des interactions fondamentales est donc opposé. Une particule et son antiparticule s'annihilent lors de leur interaction.

L'univers tel qu'on l'a observé jusqu'à présent est composé uniquement de matière : cette asymétrie entre la présence de matière et d'antimatière est due à ce que l'on appelle la violation Charge Parité ou violation CP (voir paragraphe 1.2.5). La création d'antimatière est en revanche très courante dans les expériences de physique des hautes énergies et en particulier au sein des accélérateurs de particules. Des antiparticules sont aussi produites dans des processus naturels, comme lors de l'interaction de rayonnements de haute énergie lors de leur entrée dans l'atmosphère.

La détection d'une particule et de son antiparticule dans un détecteur du type ATLAS est très similaire, aussi dans les chapitres suivants leur distinction, comme par exemple celle de l'électron et du positron, ne sera pas faite.

1.1.2 Les interactions fondamentales

Le fonctionnement de l'univers et l'interaction des particules entre elles est régi par quatre interactions ou forces fondamentales. Les particules vecteur de ces interactions sont des bosons. Ils vérifient la statistique de Bose-Einstein qui leur permet de partager le même état quantique. La quatrième colonne de la figure 1.3 recense les bosons : il s'agit du photon, des gluons, du boson Z^0 et des bosons W^+ et W^- . Le cas de la gravitation est un peu particulier. Le modèle standard prédit une particule porteuse de l'interaction gravitationnelle, le graviton, mais celui-ci n'a jamais été observé. La seule théorie prédictive portant sur la gravitation est la relativité générale qui est à ce jour encore incompatible avec la théorie quantique des champs sur laquelle repose le Modèle Standard. C'est une des limitations du Modèle Standard qui seront données dans le paragraphe 1.4, et quelques une des théories au-delà du Modèle Standard ayant pour but d'unifier la gravitation aux autres interactions seront décrites dans le paragraphe 2.1.

Le tableau 1.1 donne les quatre interactions fondamentales, leur intensité rela-

Three Generations of Matter (Fermions)				
	I	II	III	
mass→	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name→	u up	c charm	t top	γ photon
Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	d down	s strange	b bottom	g gluon
Leptons	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	Z⁰ weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	±1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	e electron	μ muon	τ tau	W[±] weak force
				Bosons (Forces)

FIGURE 1.3 – Liste des particules élémentaires et de leurs propriétés de masse, charge et spin.

tive, leur particule d'interaction et leur portée. Il précise également les particules sensibles à chacune des quatre interactions et la nature de la charge qui leur permet d'interagir.

► L'interaction forte

Elle agit sur les particules comportant une charge de couleur, c'est-à-dire les quarks ainsi que toutes les particules composées de quarks. Elle est donc également responsable de la cohésion nucléaire.

Les charges de couleurs sont au nombre de trois et sont conventionnellement appelées : *Rouge* = *R*, *Bleu* = *B* et *Vert* = *G* pour *Green*. Les bosons vecteurs de l'interaction forte sont les *gluons*, il y en a huit. Leur masse est nulle. Les gluons étant colorés, ils ont la particularité d'être eux-même sensibles à l'interaction forte. Leur portée d'action est courte (tableau 1.1) à cause du couplage des gluons entre eux.

L'interaction forte est ainsi appelée car son intensité est la plus forte relativement aux autres interactions.

► L'interaction électromagnétique

Elle s'exerce entre tous les objets ayant une charge électrique non nulle, en particulier tous les fermions sauf les neutrinos, et les bosons d'interaction chargés (W^{\pm}). Elle est portée par le photon γ qui n'a pas lui-même de charge électrique. Le photon a une masse nulle et ne se couple pas à lui même, l'interaction électromagnétique a de ce fait une portée infinie. L'interaction électromagnétique est la deuxième interaction en terme d'intensité (tableau 1.1).

► L'interaction faible

Elle concerne tous les fermions et possède trois bosons vecteurs : le Z^0 élec-

triquement neutre, et les bosons W^+ , W^- de charges électriques respectives $+1$ et -1 . Ils sont souvent notés simplement Z et W . Ils peuvent se coupler entre eux ainsi qu'avec le photon. Les bosons Z et W ont une masse qui est importante par rapport à celle des fermions : $M_W = 80.4 \pm 0.03$ GeV, $M_Z = 91.2 \pm 0.002$ GeV.

L'interaction faible ne tient pas son nom de son intensité relative qui n'est pas la plus petite des quatre forces, mais plutôt de sa faible portée d'action liée à la masse élevée de ses bosons vecteurs (tableau 1.1).

► L'interaction gravitationnelle

Elle intervient dans tous les phénomènes mettant en jeu des objet comportant une masse. Son éventuel boson vecteur : le graviton, de spin 2, n'a pas encore été observé. Bien que la force gravitationnelle, qui est la seule à être toujours attractive, domine à grande échelle et soit la force responsable de tous les mouvements célestes, son intensité relative extrêmement faible (tableau 1.1) la rend négligeable lors des processus à l'échelle subatomique aux énergies accessibles expérimentalement.

Interaction	Intensité relative	Bosons vecteur	Portée (m)	Particule subissant	Charge
Forte	1	Gluons	10^{-15}	Quarks	Couleur
Électro-magnétique	10^{-2}	γ	∞	Particules électriquement chargée	Charge électrique
Faible	10^{-6}	Z^0, W^+, W^-	10^{-18}	Leptons, Quarks	Charge faible
Gravitationnelle	10^{-39}	Graviton	∞	Particules massives	Masse

TABLE 1.1 – *Récapitulatif des interactions fondamentales, intensités relatives, bosons vecteurs, portée, particule les subissant et charge associée.*

1.2 La théorie de jauge du Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules repose sur la théorie quantique relativiste des champs qui décrit les interactions électro-faible et forte. Cette théorie impose l'invariance des lois de la physique par rapport aux symétries dites de jauge, ce qui permet de définir les particules élémentaires et les lois qui les gouvernent.

La description du Modèle Standard s'appuie sur le groupe de symétrie :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

– $SU(3)$ est relatif à l'interaction forte. Il s'agit du groupe spécial unitaire généré

par les matrices de Gell-Mann et dont découlent les charges de couleurs.

- $SU(2)$ est le groupe spécial unitaire des matrices de Pauli relatives à la manifestation des phénomènes d'interaction faible. Sa charge associée est l'isospin faible \vec{T} défini plus loin.
- $U(1)$ est le groupe unitaire dont découle l'électromagnétisme. Il est associé à l'hypercharge Y .

A haute énergie, les interactions électromagnétiques et faibles sont unifiées et découlent de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)$ [2] [3] [4].

Le lagrangien du Modèle Standard doit être invariant par le groupe de symétrie $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Il contient la somme de lagrangiens associés à chacune de ces interactions, correspondant à la propagation des particules ainsi qu'à leur couplage.

1.2.1 La chromodynamique quantique

Comme son étymologie grecque le laisse deviner, la chromodynamique quantique est le secteur de la physique quantique qui décrit le comportement des particules colorées c'est-à-dire sensibles à l'interaction forte. Les seuls fermions concernés sont les quarks. Le groupe de symétrie $SU(3)$ mène à un octuplet de bosons vecteurs, les gluons.

Le lagrangien de la QCD (Quantum Chromo-Dynamics), qui comporte à la fois une partie fermionique et bosonique, s'écrit :

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_q (i\bar{\psi}_q \gamma^\mu D_\mu \psi_q - m_q \bar{\psi}_q \psi_q) \quad (1.2)$$

avec

$$\begin{cases} G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \\ D_\mu = \partial_\mu + i g_s \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a \end{cases} \quad (1.3)$$

- ψ_q sont les spineurs qui représentent les 6 quarks
- G^a où $a = 1 \dots 8$ sont les champs représentant les gluons
- g_s est la constante de couplage forte
- λ_a sont les matrices de Gell-Mann
- f_{abc} sont les constantes de structure de $SU(3)$

L'une des particularité de l'interaction forte est que l'intensité de l'interaction entre deux quarks augmente avec la distance. De ce fait, les quarks ne se retrouvent jamais seuls car leur interaction deviendrait divergente. C'est ce qui est à l'origine de l'analogie des couleurs. On dit que les quarks sont contraints à un confinement et que la matière n'est composée que d'objets "blancs" ce qui signifie que les couleurs de quarks doivent se compenser. Les particules composées de quarks sont appelées les hadrons. Il en existe deux sortes qui correspondent aux deux façons d'obtenir du blanc à partir des trois couleurs primaires. Les baryons sont composés de trois quarks présentant trois couleurs différentes (RGB). Ses représentants les plus célèbres sont

les nucléons : le proton (uud) et le neutron (udd). Les mésons sont constitués d'un quark et d'un anti-quark, l'un ayant l'anti-couleur de l'autre ($R\bar{R}, G\bar{G}, B\bar{B}$).

A cause de ces propriétés, lorsqu'un quark est créé au LHC, il s'entoure instantanément d'autres quarks et de gluons. On appelle ce phénomène l'hadronisation. Les hadrons sont souvent contenus dans les jets qui sont des objets reconstruits par l'expérience. On déduit de la mesure des jets les propriétés cinématiques du quark initial.

Le quark top fait figure d'exception, car sa masse exceptionnellement élevée fait qu'il se désintègre avant de s'hadroniser.

1.2.2 Symétrie de jauge électrofaible

Le lagrangien invariant sous la symétrie de jauge électro-faible peut s'écrire en deux parties : l'une correspondant aux bosons vecteurs et l'autre aux fermions.

Bosons

Le lagrangien des bosons s'écrit :

$$L_{boson} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} \quad (1.4)$$

où

$$\begin{cases} B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon_{abc}W_\mu^b W_\nu^c \end{cases} \quad (1.5)$$

- B_μ correspond au boson vecteur associé au groupe $U(1)_Y$
- W_μ^a où $a=1$ à 3 correspondent aux bosons vecteurs associés à $SU(2)_L$. Le groupe n'étant pas commutatif, des termes antisymétriques apparaissent dans l'expression de $W_{\mu\nu}^a$ faisant apparaître la constante de couplage g associées aux champs W_μ^a et les constantes de structures ϵ_{abc} du groupe $SU(2)$. Cela signifie physiquement que le lagrangien comprend, en plus du terme de propagation des champs, un terme d'interaction des champs W^a entre eux.

Fermions

On définit pour chaque fermion deux quantités :

- **L'isospin faible** \vec{T} , vecteur à trois composantes qui rend compte des interactions faibles liées au groupe $SU(2)$ et à son champ W^a
- **L'hypercharge** Y scalaire relatif à l'électromagnétisme et en rapport au groupe $U(1)$ et à son champ B

Ces quantités ne sont pas des observables. Il existe en revanche une relation entre la charge électrique Q , la troisième composante de l'isospin faible et l'hypercharge :

$$Q = \frac{Y}{2} + I_3 \quad (1.6)$$

Tous les fermions ont une hypercharge non nulle.

L'isospin faible peut lui être nul suivant la *chiralité*¹ L'isospin faible est nul pour les particules droites, ce qui signifie que le couplage avec les champs faibles W^a ne concerne que les fermions gauches.

Les fermions gauches sont regroupés en doublets d'isospin faible contenant les deux quarks ou leptons gauches d'une famille, par exemple $(u, d)_L$ ou $(e^-, \nu_e)_L$, qui peuvent se coupler entre eux. Les fermions droits sont séparés en singulets, comme u_R , d_R et e_R . Comme un neutrino droit sans masse n'interagirait pas avec d'autres particules car toutes ses charges (électrique, faible, forte) seraient nulles, ils n'existent pas dans le modèle.

Le terme fermionique du lagrangien s'écrit :

$$L_{fermion} = i \sum_f \overline{\psi_f^L} \gamma^\mu D_\mu^L \psi_f^L + i \sum_{f,\sigma} \overline{\psi_{f,\sigma}^R} \gamma^\mu D_\mu^R \psi_{f,\sigma}^R \quad (1.7)$$

où

$$\begin{cases} D_\mu^L = \partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \\ D_\mu^R = \partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \end{cases} \quad (1.8)$$

- ψ^L et ψ^R sont les multiplets de fermions gauches et droits
- \sum_f correspond au cas gauche, il s'agit de la somme sur les doublets d'isospin notés f
- $\sum_{f,\sigma}$ correspond au cas droit, il y a un ou deux singulets pour chaque valeur de f , notés $\sigma = -$ (par exemple d et e^-) et $\sigma = +$ (par exemple u)
- D_μ^L et D_μ^R sont les dérivées covariantes et assurent l'invariance de jauge du lagrangien
- g est la constante de couplage avec le champ W_μ^a
- g' est la constante de couplage avec le champ B
- τ_a sont les matrices de Pauli

Le lagrangien électrofaible est ainsi :

$$L_{EF} = L_{boson} + L_{fermion} \quad (1.9)$$

Défini comme il l'est, ce lagrangien ne comporte pas de terme de masse. Il ne peut donc pas décrire les fermions et les bosons faibles observés expérimentalement. Pour résoudre ce problème, il faut admettre que la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)$ est en réalité violée par ce que l'on appelle brisure spontanée de la symétrie électrofaible. La résolution de ce problème dans le Modèle Standard se fait par l'introduction d'une nouvelle particule nommée le Higgs qui donne leur masse aux autres particules.

1.2.3 Mécanisme de Higgs

Pour donner une masse aux particules, on introduit un champ scalaire dont la valeur dans le vide n'est pas zéro. Ce champ est un doublet scalaire complexe noté $\phi = (\phi^+, \phi^0)$. Son potentiel associé est de la forme :

1. La *chiralité* des fermions est dans la limite ultra-relativiste égale à leur *hélicité*, c'est-à-dire le signe de la projection de leur spin sur leur direction de vol. Elle est positive pour les fermions droits et négative pour les fermions gauches.

$$V(\phi) = v(|\phi|^2) = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \quad (1.10)$$

où $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$ car le potentiel a un minimum ailleurs qu'en $\phi = 0$. Les minima du potentiel se trouvent en le dérivant par rapport à $|\phi|^2$. On obtient un continuum de positions d'équilibre stable représentées sur la figure 1.4 et qui vérifient :

$$\sqrt{|\phi_{Vmin}|^2} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.11)$$

où le paramètre $v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$ est la valeur du champ de Higgs dans le vide ou *vacuum expectation value*. Le lagrangien de ce champ se note :

$$L_{Higgs} = (D_\mu^L \phi)(D^{L\mu} \phi)^\dagger - V(|\phi|^2) \quad (1.12)$$

où D_μ^L est la dérivée covariante définie plus haut.

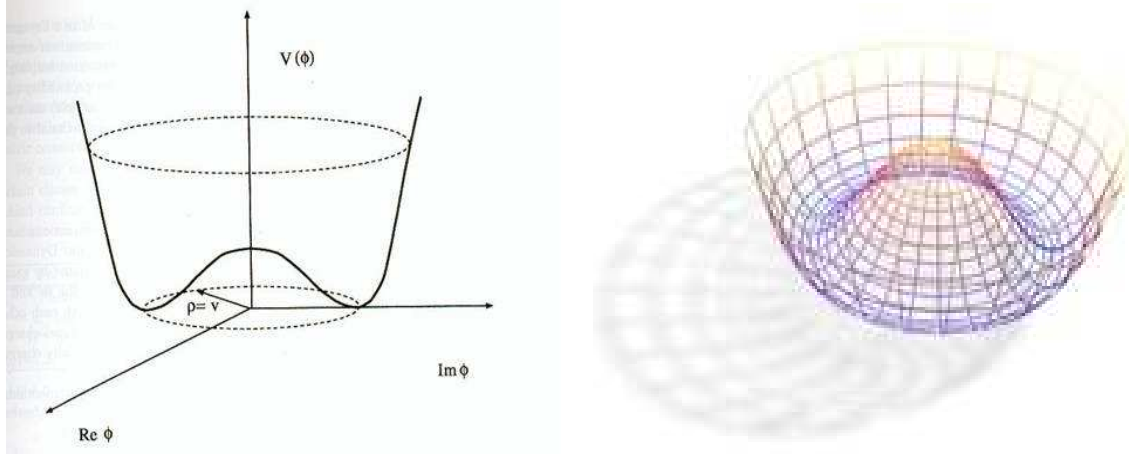


FIGURE 1.4 – Potentiel de Higgs V dans le plan complexe. Les positions d'équilibre stable forment un cercle.

En développant le lagrangien grâce à l'expression de la dérivée covariante D_μ^L définie plus haut, on peut faire apparaître les champs physiques associés au photon, à Z^0 , et aux W^\pm qui sont des combinaisons des champs sans masse W^a et B :

$$\begin{aligned} W^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp iW^2) \\ Z^0 &= \cos \theta_W W^3 - \sin \theta_W B \\ A &= \sin \theta_W W^3 + \cos \theta_W B \end{aligned} \quad (1.13)$$

où θ_W est l'angle de Weinberg qui est relié aux constantes de couplage g et g' par la relation :

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.14)$$

où l'on définit e comme étant la constante de couplage du champ A associé au photon. Le photon reste sans masse, car la symétrie $U(1)$ reste conservée, tandis que les bosons faibles W et Z en acquièrent une par le mécanisme de Goldstone décrit plus bas.

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{1}{2}vg \\ M_Z &= \frac{1}{2 \cos \theta_W}vg = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Le boson vecteur de cette interaction, le boson de Higgs, a lui aussi une masse qui résulte du couplage du champ de Higgs avec lui-même :

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2}hv \quad (1.16)$$

Cette masse n'a pas de valeur déterminée. En revanche la valeur du champ de Higgs dans le vide ou *vev* (*vacuum expectation value*) est établie à $v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} = 247 \text{ GeV}$. Cette valeur établit l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible autour de quelques centaines de GeV.

Le mécanisme de Higgs donne une masse aux fermions chargés en les couplant avec le champ scalaire défini précédemment. Ce couplage est appelé le couplage de Yukawa :

$$L_{Yukawa} = - \sum_{f,\sigma} \frac{g_{f,\sigma}}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_f^L \phi \psi_{f,\sigma}^R + \bar{\psi}_{f,\sigma}^R \bar{\phi} \psi_f^L) \quad (1.17)$$

où la somme porte sur les doublets f et les singulets (f, σ) , comme plus haut. Les coefficients de Yukawa $g_{f,\sigma}$ rendent compte de l'intensité de l'interaction de chaque fermion avec le champ de Higgs.

En se ramenant à un champ réel, la somme ne tient plus compte que du module du champ de chaque fermion F :

$$L_{Yukawa} = -(1 + \frac{h}{v}) \sum_F (m_F \bar{\psi}_F \psi_F) \quad (1.18)$$

Le lagrangien comporte donc un terme de masse pour chaque fermion et un terme d'interaction avec le boson de Higgs proportionnel à $\frac{m_F}{v}$ qui est faible pour la plupart des fermions. La masse m_F d'un fermion est donc définie par :

$$m_F = \frac{vg_F}{\sqrt{2}} \quad (1.19)$$

où v est la valeur du champ de Higgs dans le vide et g_F est le couplage de Yukawa du fermion avec le boson de Higgs. Sa valeur n'est pas fixée par la théorie : les masses des fermions sont donc des paramètres libres du Modèle Standard.

1.2.4 Les bosons de Goldstone

Les bosons de Goldstone ou de Nambu-Goldstone sont des bosons dont l'apparition est rendue nécessaire par l'introduction d'un processus de brisure spontanée de symétrie. Ils correspondent à la brisure de symétrie spontanée du générateur et ils sont caractérisés par le nombre quantique de ceux-ci. Dans les théories avec symétrie de jauge, les bosons de Goldstone sont absorbés par les bosons de jauge qui deviennent alors massifs, et acquièrent une nouvelle polarisation longitudinale.

La composante longitudinale de la polarisation des bosons W et Z correspondent par exemple à la brisure spontanée de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Puisque cette symétrie est une symétrie de jauge, les trois bosons de Goldstone sont absorbés par les trois bosons de jauge correspondant aux trois générateurs brisés, leur donnant une masse et un troisième degré de liberté de polarisation.

1.2.5 La matrice CKM

Les états propres observables des fermions, et en particulier des quarks (d, s, b) , ne sont pas les mêmes que les états propres de jauge de l'interaction faible (d', s', b') . La matrice CKM (Cabbibo, Kobayashi, Maskawa) [5] [6] quantifie ce mélange des trois familles. Elle traduit en particulier le fait que les interactions entre différentes familles de quarks sont possibles en donnant la valeur des neuf couplages entre les quarks :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Le Modèle Standard n'impose rien sur cette matrice, si ce n'est son unitarité, d'où découle la paramétrisation proposée par Wolfenstein [7] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Où l'angle de Cabbibo λ vaut ~ 0.22 . Les termes diagonaux ont donc des valeurs proches de 1, ce qui signifie que les interactions entre même famille sont favorisée par rapport aux mélanges des générations. De surcroît, plus les générations sont éloignées, plus le couplage est faible. C'est ce que l'on observe sur les modules des différents termes de la matrice CKM qui ont été mesurés expérimentalement [1] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97425 \pm 0.00022 & 0.2252 \pm 0.0009 & (3.89 \pm 0.44) \times 10^{-3} \\ 0.230 \pm 0.011 & 1.023 \pm 0.036 & (40.6 \pm 1.3) \times 10^{-3} \\ (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-3} & (38.7 \pm 2.1) \times 10^{-3} & 0.88 \pm 0.07 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

1.2.6 Le secteur des neutrinos

Depuis la fin des années 90, plusieurs expériences ont observé un phénomène de changement spontané de saveur des neutrinos aussi appelé oscillation des neutrinos. Ce phénomène n'est possible que si les neutrinos comportent une masse, il n'est donc pas pris en compte dans la description initiale du Modèle Standard où la masse des neutrinos est nulle.

Une façon de donner une masse aux neutrinos dans le Modèle Standard consiste à les coupler au champs de Higgs via le couplage de Yukawa. Mais cette opération nécessite l'introduction ad-hoc de neutrinos droits n'ayant encore jamais été observés expérimentalement. Une méthode alternative s'appelle le mécanisme de bascule, qui consiste à associer à chaque neutrino un singulet de chiralité droite ayant ses nombres d'isospin faible et d'hypercharge nuls, ce qui le rend identique à son antiparticule (particule de Majorana) et explique le fait que le neutrino droit n'ait pas été observé expérimentalement.

La matrice de mélange des leptons, ou matrice PMNS (Pontecorvo, Maki, Nakagawa, Sakata) [8] [9] est une matrice qui contient des informations sur le mélange entre états quantiques des neutrinos lorsqu'ils se propagent librement et lorsqu'ils sont mis en jeu dans un processus d'interaction faible :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Cette matrice n'est pas unitaire dans le cadre du mécanisme de bascule. Elle traduit la probabilité d'un neutrino d'une saveur α d'être trouvé dans un état propre i . Cette probabilité est proportionnelle à $|U_{\alpha i}|^2$

Plusieurs paramétrisations de cette matrice existent, mais compte-tenu de la complexité expérimentale de la détection des neutrinos, il est plus difficile de déterminer les coefficients de la matrice de mélange des neutrinos que ceux de son équivalent pour les quarks, la matrice CKM.

1.3 Le Modèle Standard au LHC

A l'été 2010, une étape importante a été franchie avec la ré-observation des bosons W et Z et les premières mesures de leur section efficace par les expériences placées auprès du LHC [12] [13]. Le programme du LHC concernant le Modèle Standard à plus long terme inclut la recherche du boson de Higgs dont la problématique expérimentale est abordée dans le paragraphe suivant, et la physique du quark top dont la phénoménologie au LHC est brièvement rappelée plus loin.

Le boson de Higgs

L'une des motivations de la construction du LHC a été l'observation du boson de Higgs, ultime particule du Modèle Standard qui résiste encore à l'expérience. Les contraintes expérimentales sur les paramètres de la théorie favorisent une masse du boson de Higgs de l'ordre de la centaine de GeV, comme l'illustre la figure 1.5 gauche qui représente le χ^2 de l'ajustement des mesures de précision électrofaibles en fonction de la masse du boson de Higgs. Une partie des masses les plus probables du Higgs ont déjà été exclues par le LEP jusqu'à $M_H < 114.4$ GeV avec 95% de niveau de confiance. En mars 2009, un autre secteur a été exclu par le TeVatron pour les masses $163 \text{ GeV} < M_H < 167 \text{ GeV}$, comme l'illustre la figure 1.5 droite [14]. L'exploration du domaine de masse restant pourra bénéficier des données du LHC.

Les principaux modes de production du Higgs du Modèle Standard au LHC sont la fusion de gluons (figure 1.6 en haut à gauche), la fusion de bosons vecteurs Z et W (figure 1.6 en haut à droite), la production associée $t\bar{t}H$ (figure 1.6 en bas à gauche), et les productions associées ZH et WH (figure 1.6 en bas à droite). On peut remarquer que les modes de production du Higgs au TeVatron sont semblables mais ils présentent des sections efficaces inférieures à celles du LHC d'un facteur 100 pour la fusion de gluons, la fusion de bosons vecteurs et la production associée $t\bar{t}$ et d'un facteur 10 pour la production associée W et Z, si l'on considère les masses de Higgs aux alentours de 115 GeV (figure 1.7 gauche).

La figure 1.7 droite donne le rapport de branchement des divers canaux de décroissance du Higgs en fonction de sa masse. La masse du Higgs la plus probable selon les contraintes théoriques se situe aux alentours de 90 GeV (figure 1.5). Malgré l'exclusion du LEP $M_H \lesssim 114 \text{ GeV}$, les masses légères ($115 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 150 \text{ GeV}$)

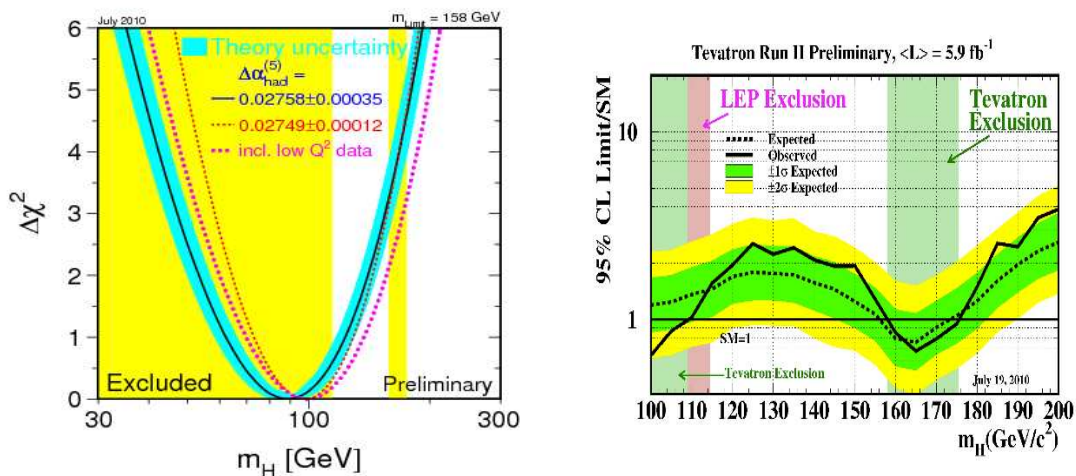


FIGURE 1.5 – *Gauche : variations du χ^2 de l'ajustement des mesures de précision électro-faibles en fonction de la masse du boson de Higgs du Modèle Standard. Les zones jaunes correspondent aux zones exclues par le LEP et le TeVatron et la zone bleue à l'incertitude théorique. Droite : courbe de sensibilité expérimentale au boson de Higgs du Modèle Standard. Une exclusion à 95% de niveau de confiance est atteinte lorsque la courbe passe en dessous de 1. Résultat obtenu en combinant les mesures de CDF et D0 au TeVatron en Juillet 2010.*

sont les plus favorisées par le Modèle Standard.

- **Canaux de découverte à basse masse ($115 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 150 \text{ GeV}$)**

Pour ces valeurs de masse, la décroissance largement prédominante est $H \rightarrow b\bar{b}$ (ligne rouge sur la figure 1.7 droite). Mais cette signature est extrêmement abondante dans l'environnement hadronique du LHC, ce qui rend le signal du Higgs indifférentiable de ses bruits de fond. Il existe plusieurs façon d'exploiter ce canal malgré tout.

On peut tout d'abord réduire le bruit de fond de $H \rightarrow b\bar{b}$ en considérant la production associée $t\bar{t}H$ où l'un des quark top décroît leptoniquement pour faciliter le déclenchement (ligne noire sur la figure 1.7 gauche). Ce canal bénéficie également des techniques *d'étiquetage des quarks b* qui reposent notamment sur la reconstruction de vertex déplacés suite au temps de vol non nul des hadrons beaux.

Il est également possible d'exploiter le canal de production du Higgs avec la fusion de bosons vecteurs (ligne mauve sur la figure 1.7 gauche). La production associée de deux jets supplémentaires dans les régions avant des calorimètres, ainsi que la forte diminution de l'activité centrale des jets due à un faible échange de couleur entre les quarks permettent, en utilisant l'étiquetage des jets de b dans les régions avant et un veto sur l'activité hadronique dans la partie centrale, d'obtenir un rapport signal sur bruit intéressant [15]. Ce canal est envisagé aussi bien à basse masse qu'à des masses supérieures, puisque la proportion de production de Higgs par fusion de bosons vecteurs est de 20% pour $m_H < 2m_Z$, et cette proportion augmente pour des Higgs plus massifs.

Le canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ (ligne mauve sur la figure 1.7 droite) bien que complexe,

le τ décroissant à 85% hadroniquement et à 15% en leptons plus énergie manquante, peut être exploité. Les canaux $H \rightarrow W^+W^-$ et $H \rightarrow Z^0Z^0$ (lignes bleue resp. verte pointillées sur la figure 1.7 droite) sont exploitables à basse masse, bien que plus pertinents à des masses supérieures. L'un des canaux les plus prometteurs à basse masse est $H \rightarrow \gamma\gamma$ (ligne noire sur la figure 1.7 droite). En effet, bien que son taux d'embranchement soit presque trois ordres de grandeurs plus bas que celui de $H \rightarrow b\bar{b}$, une signature très claire dans le détecteur associée aux très bonnes performances du calorimètre électromagnétique (chapitre 3) permettront une meilleure réduction du bruit de fond. En réalité, il sera nécessaire de combiner plusieurs canaux pour atteindre la signification nécessaire à clamer une découverte ou une exclusion.

- **Canaux de découverte à haute masse ($M_H \gtrsim 150$ GeV)**

A plus haute masse, la décroissance du Higgs en particules plus massives que les quarks b devient possible. On voit apparaître les rapport de branchement des processus $H \rightarrow W^+W^-$ et $H \rightarrow Z^0Z^0$ (lignes bleue resp. verte pointillées sur la figure 1.7 droite) qui deviennent prépondérants. A plus haute masse encore, $H \rightarrow t\bar{t}$ devient possible (ligne noire pointillée sur la figure 1.7 droite). Le processus $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ est ce que l'on peut appeler un *canal en or* pour la découverte du Higgs en raison de la clarté de la signature des leptons. Le canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ est plus ambitieux à cause de la nécessaire reconstruction d'énergie transverse manquante mais est utile pour compléter le canal en quatre leptons pour les masses $150 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 180 \text{ GeV}$.

Enfin, à très hautes masses ($M_H \gtrsim 300 \text{ GeV}$), les canaux $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ et $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ peuvent être envisagés.

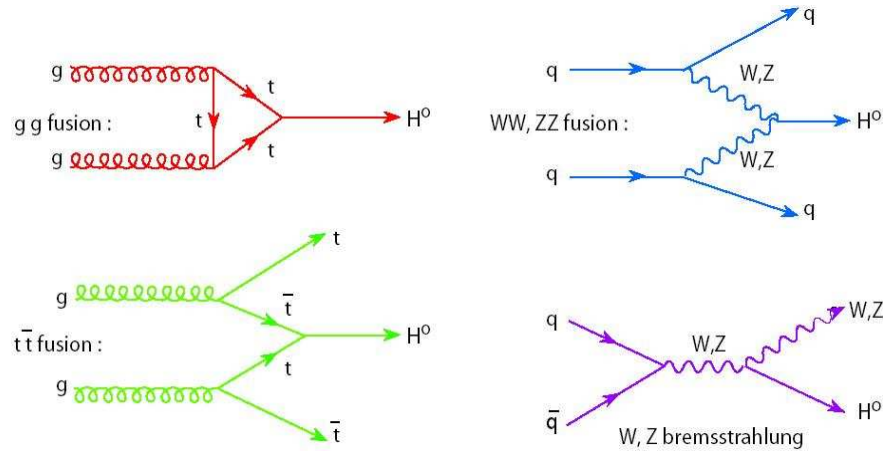


FIGURE 1.6 – Diagrammes de Feynman des principaux modes de production du Higgs au LHC

Avec ses performances nominales, le LHC permettra la découverte d'un boson de Higgs pour des masses allant jusqu'au TeV qui est la limite supérieure imposée par le Modèle Standard.

La recherche d'un des cinq bosons de Higgs supersymétriques fait partie des objectifs de recherche au-delà du modèle standard. L'exclusion du boson de Higgs par les

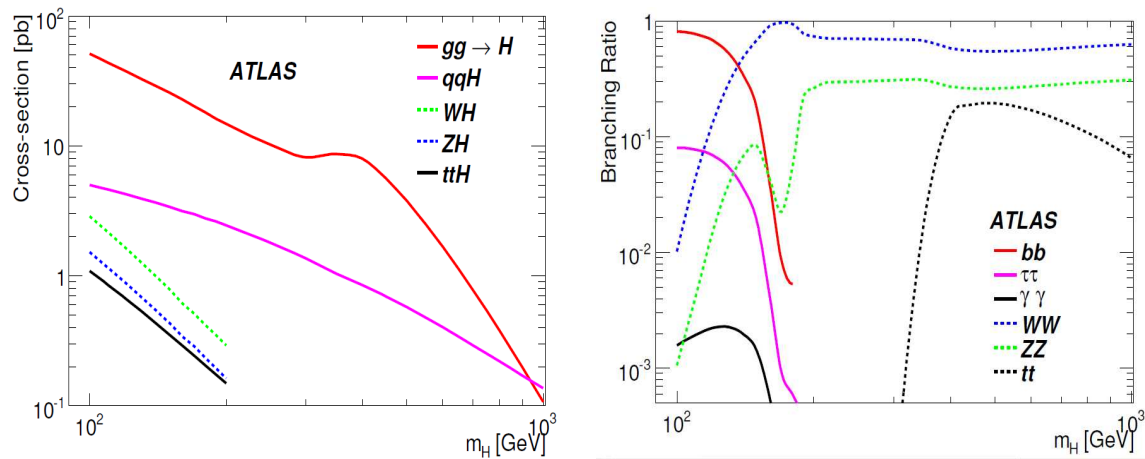


FIGURE 1.7 – *Gauche : sections efficaces des principaux modes de production du Higgs au LHC [16]. Droite : Rapport de branchement de différentes décroissances du boson de Higgs en fonction de sa masse [16]*

observations ouvrirait la voie à plusieurs modèles expliquant la brisure de symétrie électro-faible par d'autres mécanismes.

Le quark top

Le quark top a été découvert à Fermilab en 1995. Sa masse est connue avec précision ($m_t = 171. \pm 2.1$ GeV [17]) mais certaines de ses propriétés sont encore mal connues. Leur mesure peut être un moyen de découverte indirect de nouvelle physique par le biais des contraintes qu'elles exercent sur les paramètres du Modèle Standard.

Compte tenu de sa masse sans commune mesure avec celle des autres quarks (40 fois plus lourd que le quark b), le top est le seul quark qui se désintègre avant même de s'hadroniser. Cette particularité permet la mesure de sa polarisation qui se serait altérée lors d'un processus d'hadronisation. Selon les couplages prédits par le modèle standard, il décroît dans la presque totalité des cas un boson W et un quark b. Le LHC a été surnommé "usine à top" en raison d'une section efficace de production du quark largement supérieure à celle des expériences précédentes. On pourra observer à la fois des créations de paires $t\bar{t}$ et de tops "solitaires". La production de paires $t\bar{t}$ est statistiquement favorisée au LHC. C'est également ce mode qui a permis sa découverte à Fermilab.

Selon la décroissance du boson W, il existe trois canaux d'études des paires $t\bar{t}$.

Si les deux W se désintègrent de manière hadronique $W \rightarrow q\bar{q}'$, on parle de canal hadronique. Mais ce scénario est difficilement détectable, car avec un état final ne présentant que des hadrons, il est très difficile de différencier ces événements du bruit QCD.

Les deux W peuvent également décroître en leptons $W \rightarrow l\nu$. Ce canal nommé canal leptonique présente l'avantage de la présence de deux leptons dont la signature dans le détecteur est claire, à la fois pour le déclenchement et pour la reconstruction. Cependant ce canal présente une difficulté en la présence de deux neutrinos qui rendent la reconstruction de l'énergie transverse manquante plus compliquée.

Le dernier cas, appelé canal semi-leptonique est illustré sur la figure 1.8 gauche, est celui où l'un des W décroît hadroniquement et l'autre leptoniquement. Cette configuration est le meilleur compromis. La présence d'un lepton facilite le déclenchement tandis que la présence d'un seul neutrino permet une reconstruction de l'énergie transverse manquante relativement simple.

Le LHC permettra également l'observation de tops solitaires au LHC, ce qui n'était pas le cas au TeVatron (voir figure 1.8 milieu et bas).

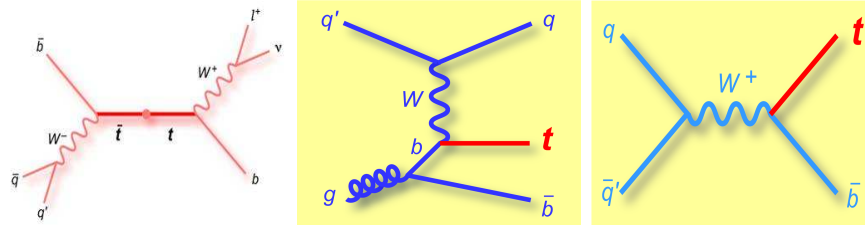


FIGURE 1.8 – Exemples de modes de production du top au LHC : création de paire $t\bar{t}$ dans le canal semi-leptonique (gauche), et création de top célibataires (milieu et droite)

Le quark top peut être utilisé dans le cadre de la recherche d'un boson de jauge lourd chargé dans sa décroissance $W' \rightarrow t\bar{b}$, canal grâce auquel une limite supérieure à la masse du W' a pu mesurée au TeVatron. La recherche d'un boson W' au LHC est le sujet de la section 2.

1.4 Les succès et les limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard est l'une des plus belles réussites de la physique des particules. Son grand pouvoir prédictif a été illustré par la découverte de tous les fermions, celle des bosons de jauge W^+ , W^- et Z^0 et un grand nombre de mesures de précision en particulier dans le secteur électrofaible. La figure 1.9 gauche illustre l'accord entre les prédictions du Modèle Standard et les mesures expérimentales du LEP [10] et du TeVatron [11] sur plusieurs variables. Certaines observables, comme la masse du Z , sont même mesurées avec une précision meilleure que 1%. La figure 1.9 droite montre les contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du boson W , les contraintes pouvant être aussi bien directes (LEP et TeVatron) qu'indirecte (LEP).

Bien qu'il n'ait jamais été mis en défaut par l'expérience, un certain nombre d'indices semblent indiquer que le Modèle Standard touche à ses limites. Tout d'abord, le mécanisme donnant leur masse à toutes les particules n'a toujours pas été confirmé expérimentalement par la découverte du boson de Higgs. De plus, la découverte à la fin des années 90 des oscillations de neutrino prouvait que contrairement aux prédictions du Modèle Standard dans sa description initiale, les neutrinos comportent une masse. Bien que l'introduction de corrections simples permettent de prendre en compte ces masses sans altérer le modèle, les solutions les plus élégantes nécessitent l'introduction d'un cadre théorique plus large, comme les théories de

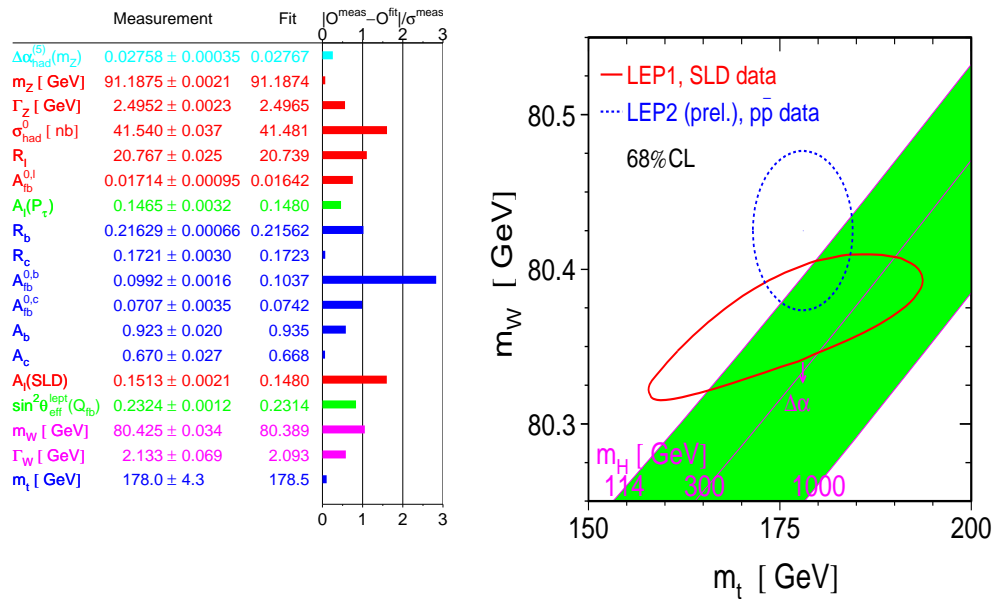


FIGURE 1.9 – Gauche : Compatibilité en nombre d'écart type entre les prédictions du Modèle Standard et les mesures expérimentales de précisions combinées du LEP et du TeVatron [10]. Droite : Contraintes théoriques (bandes vertes), et expérimentales à 68% de niveau de confiance (cercles) indirecte avec les données du LEP (pointillés bleu) et directe avec les données du LEP et du TeVatron (ligne rouge) sur la masse du Higgs en fonction de la masse du boson W .

grande unification ou la supersymétrie. A ces soupçon viennent s'ajouter un certain nombre de considérations théoriques, qui laissent penser que le Modèle Standard, bien que très efficace aux énergies sondées expérimentalement jusqu'à présent, n'est pas le fin mot de l'histoire. Les principales limitations du Modèle Standard sont les suivantes :

- **Le problème de la naturalité**

L'introduction d'une particule scalaire fondamentale pour expliquer la brisure spontanée de la symétrie électro-faible a un inconvénient. La masse "naturelle" du Higgs diverge à cause de boucles de corrections radiatives fermions/anti-fermions représentées sur la figure 1.11 dans le cas du top. Certaines théories, comme la technicouleur, évitent cet écueil en évitant l'introduction d'une particule scalaire fondamentale en argumentant pour une brisure de symétrie dynamique.

- **Le problème de la hiérarchie**

L'une des plus fortes idées de la physique théorique réside dans la quête d'une description simple de la nature. Cet objectif d'esthétisme motive l'élaboration de modèles pouvant prédire le maximum de phénomènes avec le minimum de paramètres. C'est pourquoi on s'attend à ce que les constantes de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte, qui varient avec l'énergie, s'unifient à l'échelle de la grande unification $\Lambda_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV, ce qui n'est pas le cas dans le Modèle Standard comme le montre la figure 1.10 gauche. Une

des théories les plus prometteuses pour aller au-delà du Modèle Standard se nomme la supersymétrie : elle fournit une solution à ce problème (figure 1.10 droite).

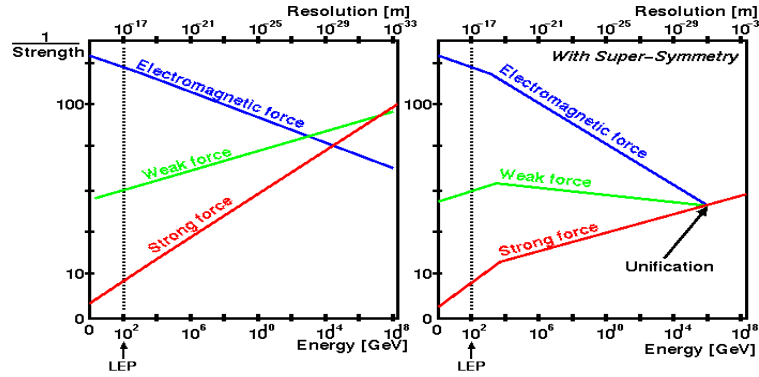


FIGURE 1.10 – Variation des constantes de couplage des interactions électromagnétique (bleu), faible (vert) et forte (rouge) en fonction de l'échelle en énergie dans le cas du modèle standard (gauche) et de la supersymétrie (droite).

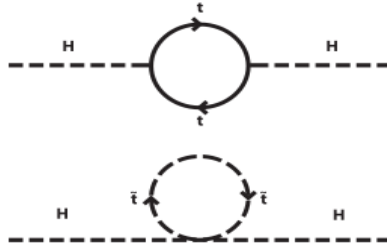


FIGURE 1.11 – Diagramme de Feynman des boucles de corrections radiatives fermions/anti-fermions qui causent les divergences à la masse du Higgs responsables du problème de naturalité.

- **Le nombre de paramètre libres**

Le Modèle Standard possède 18 paramètres libres² : 9 pour les masses des fermions, 2 pour la masse du boson de Higgs et sa valeur dans le vide v , 3 pour les constantes de couplage (g, g', g_s) et 4 pour les paramètres de la matrice CKM (λ, ρ, η, A). Cela montre que la théorie n'est pas totalement prédictive. Beaucoup de modèles au delà du Modèle Standard comportent cependant un nombre encore supérieur de paramètres libres à l'instar du modèle supersymétrique minimal MSSM qui en comporte plus de 100.

- **La gravitation**

Elle n'est pas prise en compte dans le Modèle Standard. On peut néanmoins

2. Ce nombre passe à 25 si l'on considère les 3 masses des neutrinos et les 4 paramètres de leur matrice de mélange

remarquer que peu de modèles l'incluent, aucun avec des observables bien définies.

Les lacunes du Modèle Standard ont poussé les théoriciens à l'élaboration de nombreux modèles qui résolvent une ou plusieurs de ses limitations. Leur diversité et leur nombre me contraignant à un choix, j'ai décidé de présenter plus particulièrement les modèles incluant la possibilité de l'existence d'un boson de jauge lourd chargé W' dont j'ai préparé la recherche. Ces modèles sont présentés dans la partie 2.

2 La recherche d'un boson de jauge lourd W' au LHC

L'un des objectifs de ma thèse a été la préparation de la recherche d'un boson de jauge lourd chargé de type W' (voir chapitre 7). Cette particule hypothétique est prédite par de nombreux modèles au-delà du Modèle Standard, dont un certain nombre sont présentés dans le paragraphe 2.1. Les limites actuelles sur sa masse obtenues auprès du TeVatron seront présentées dans le paragraphe 2.2.

2.1 Les modèles

De manière générale, toute extension du Modèle Standard mène à l'introduction de nouveaux bosons de jauge qui sont reliés aux générateurs de la nouvelle symétrie. En conséquence, un grand nombre de modèles au-delà du Modèle Standard requiert l'existence de bosons de jauge lourds chargés et neutres, appelés génériquement W' et Z' .

Dans les paragraphes suivants on présentera l'introduction du boson de jauge lourd chargé par les modèles de Petit Higgs, les théories de grandes unification, les théories de dimensions supplémentaires et le modèle de jauge étendue. Ce dernier est le modèle de référence pour les recherches de bosons de jauge lourds auprès de CMS [19] et d'ATLAS [20]. En particulier c'est sur ce modèle que repose la préparation à la recherche du W' dans le chapitre 7.

2.1.1 Petit Higgs

Les modèles Petit Higgs (*Little Higgs*) [21] [22] proposent de régler le problème de hiérarchie en considérant que le boson de Higgs est un boson de Goldstone généré lors de la brisure spontanée d'une nouvelle symétrie. Le Modèle Standard est inséré dans un nouveau groupe de symétrie globale $SU(5)$ possédant un sous-groupe de jauge $[SU(2) \times U(1)]^2$. Le groupe $SU(5)$ est d'abord brisé en $SO(5)$, ce qui a pour résultat l'apparition de 14 bosons de Goldstone. Le groupe $[SU(2) \times U(1)]^2$ est lui brisé en $SU(2)_L \times U(1)_Y$, qui est le groupe de jauge électro-faible du Modèle Standard.

La brisure de symétrie globale $SU(5)$ introduit au moins une nouvelle particule lourde (de l'ordre du TeV/c^2) pour chaque particule qui contribue aux corrections radiatives du boson de Higgs dans le but de compenser les divergences quadratiques qui leur sont associées. Les contributions dominantes étant celle du quark top, des bosons de jauge W et Z et du boson de Higgs lui-même, la théorie introduit un nouveau quark top T pour compenser la boucle du top du Modèle Standard, un triplet de Higgs ϕ pour compenser la boucle du Higgs standard et les bosons W_H et Z_H pour compenser les boucles de W et Z . Un autre boson massif neutre A_H est introduit : il s'agit de l'équivalent du photon du Modèle Standard. Des 14 bosons de Goldstone initialement générés par la brisure de symétrie, 4 sont absorbés pour donner leur masse aux bosons W_H , Z_H et A_H du groupe de jauge brisé. D'autres bosons de Goldstone sont à l'origine d'un doublet scalaire complexe équivalent au doublet de Higgs du Modèle Standard, et du triplet scalaire complexe ϕ contenant 5 bosons de Higgs : un boson neutre ϕ^0 , une paire de bosons chargés ϕ^\pm , et une paire de bosons doublement chargés $\phi^{\pm\pm}$.

Les propriétés des nouveaux bosons de jauge lourds W_H , Z_H et A_H dépendent des couplages de jauge du Modèle Standard ainsi que de deux nouvelles constantes de couplage θ et θ' , similaires à l'angle de Weinberg θ_W électro-faible. Le modèle Little Higgs permet la désintégration $Z_H, A_H \rightarrow l^+ l^-$ et $W_H \rightarrow l \nu$, qui sont les canaux de découverte privilégiés de ce type de bosons. Leur potentiel de découverte à 5σ dans les canaux électrons avec 300 fb^{-1} de données à 14 TeV est représenté en fonction de leur masse et des constantes de couplages θ et θ' sur la figure 1.12.

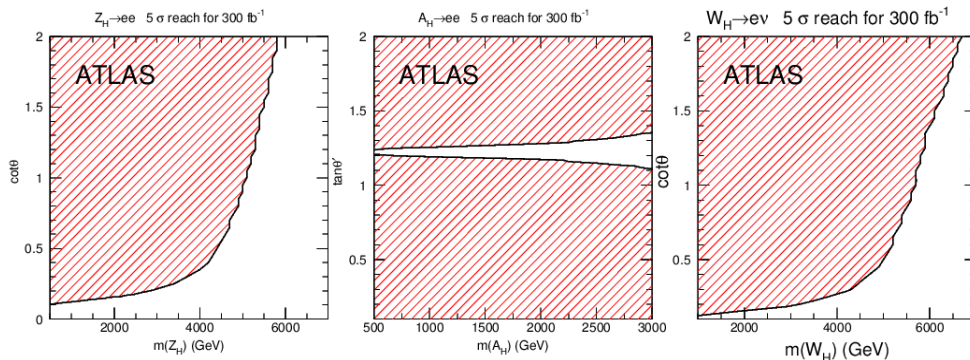


FIGURE 1.12 – Potentiel de découverte à 5σ (zone rayée rouge) des bosons $Z_H \rightarrow e^+e^-$ (droite), $A_H \rightarrow e^+e^-$ (centre) et $W_H \rightarrow l\nu$ (droite) dans les plans respectifs $(\cot\theta, m_{Z_H})$, $(\tan\theta', m_{A_H})$ et $(\cot\theta, m_{W_H})$ avec 300 fb^{-1} de données à 14 TeV.

D'autres modèles, dits modèles sans Higgs, prônent la possibilité d'une brisure de symétrie électrofaible dynamique qui résout le problème de naturalité du Higgs, c'est-à-dire la divergence liée à l'introduction d'une particule scalaire, et le problème de la hiérarchie. Le plus connu est la technicouleur.

2.1.2 Théories de grande unification

Les modèles de grande théorie unifiée visent à fusionner à haute énergie les interactions électromagnétique, faible et forte en un groupe de symétrie de jauge étendu en définissant une seule constante de couplage plutôt que trois. Les interactions électromagnétique et faible étant déjà unifiées dans le Modèle Standard, il s'agit la plupart du temps d'une extension du groupe de symétrie électro-faible $SU(2)_L \otimes U(1)$. On trouve par exemple $SU(5)$ qui est le groupe le plus simple englobant le Modèle Standard. Certaines théories sont construites sur $SO(10)$ qui se décompose en $SO(6) \otimes SO(4)$ où $SO(4)$ est le groupe $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$.

Le groupe de l'interaction électro-faible $SU(2)_L \otimes U(1)$ est notoirement non symétrique vis-à-vis de la chiralité puisque seules les particules gauches présentent des doublets, tandis que les particules droites sont des singulets. En particulier le neutrino droit n'y existe pas. L'une des théories de grande unification les plus favorables à l'observation d'un boson de jauge lourd W' est justement la famille des modèles de symétrie droite-gauche [23].

Un analogue de chiralité droite W_R du boson du modèle standard W y est introduit, qui doit vérifier la relation $M_{W_R} > 1\text{-}2$ TeV. Dans ce modèle, on peut ignorer à un très bon niveau d'approximation les termes de mélange entre les nouveaux bosons de jauge et ceux du modèle standard.

Les couplages des bosons de jauge gauche W_L et droit W_R peuvent s'écrire grâce au lagrangien :

$$L_{L,R} = -g_{L,R} \bar{\psi}_{L,R} \vec{T}_{L,R} \cdot \vec{W}_{L,R} \psi_{L,R} \quad (1.24)$$

avec

$$\begin{cases} \psi_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2 \\ W_{L,R}^\pm = (W_{L,R}^1 \mp W_{L,R}^2)/\sqrt{2} \end{cases} \quad (1.25)$$

γ^5 est une matrice de Dirac et la constante de couplage g_L est reliée à la constante de Fermi grâce à la relation :

$$g_L^2/8M_W^2 = G_F/\sqrt{2} \quad (1.26)$$

La constante de couplage g_R qui gouverne le taux de production de W_R dans les collisions hadroniques peut être considérée comme égale à g_L lorsque l'énergie dans le centre de masse de la collision est grand par rapport à $M_{W_{L,R}}$.

Dans le Modèle Standard, les multiplets d'isospin gauche sont :

$$I_L = \frac{1}{2} : \begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} \nu_e \\ e^- \end{bmatrix}_L, \dots \quad (1.27)$$

$$I_L = 0 : u_R, d_R, e_R^-, \dots \quad (1.28)$$

Les largeurs de décroissance du W gauche W_L sont :

$$\begin{aligned} & \Gamma(W_L^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e) : \Gamma(W_L^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) : \Gamma(W_L^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau) \\ & : \Gamma(W_L^- \rightarrow d \bar{u}) : \Gamma(W_L^- \rightarrow s \bar{c}) : \Gamma(W_L^- \rightarrow b \bar{t}) \\ & = 1 : 1 : 1 : 3 : 3 : 3 \end{aligned} \quad (1.29)$$

Ce qui signifie que

$$B(W_L^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e) = \frac{1}{12} = 8.3\% \quad (1.30)$$

Quelles sont ses différences avec le boson droit W_R ?

Le neutrino prédit par le modèle standard a déjà été découvert sous sa forme gauche en tant que ν_{iL} où $i = e, \mu, \tau$. L'anti-neutrino lui correspondant $\bar{\nu}_{iR}$ existe lui aussi, et appartient lui aussi à un doublet d'isospin. Il serait possible d'expliquer l'existence de neutrinos de chiralité droite ν_{iR} et leur antiparticules $\bar{\nu}_{iL}$ de plusieurs façons :

- (i) Les neutrinos pourraient être des particules de Dirac, dans quel cas les équations (1.27) à (1.30) seraient valides en inter-changeant les symboles L et R en tout endroit.

- (ii) Les neutrinos ordinaires ν_{iL} pourraient être des particules de Majorana³, et les neutrinos droits ν_{iR} ne seraient distincts des antineutrinos gauches $\bar{\nu}_{iR}$ que par leur masse. On noterait donc ces neutrinos droits massifs :

$$\nu_{iR} \equiv N_{iR} \quad (1.31)$$

De cette hypothèse découle que les multiplets d'isospin droit s'écrivent :

$$I_R = \frac{1}{2} : \begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_R, \begin{bmatrix} N_e \\ e^- \end{bmatrix}_R, \dots \quad (1.32)$$

$$I_R = 0 : u_L, d_L, e_L^-, \dots \quad (1.33)$$

Les W droits W_R aurait une décroissance similaire à celle décrite dans l'équation (1.29) où les ν_i seraient simplement remplacés par les N_i . La décroissance de W_R en électron et neutrino droit massif aurait alors le rapport de branchement :

$$B(W_R^- \rightarrow e^- \bar{N}_e) = \frac{1}{12} \text{ pour } M_{N_e} \ll M_{W_R} \quad (1.34)$$

Le comportement de N_e dépend ensuite du modèle. Ce nouveau lepton neutre peut aussi bien être stable que décroître immédiatement où après un certain temps de vol. Si celui-ci ne décroît pas dans le détecteur, la signature du W_R sera plus facilement identifiable car similaire à celle du W du Modèle Standard. Le boson droit W_R ainsi défini est un très bon candidat W' .

2.1.3 Dimensions supplémentaires

Les théories mettant en jeu les dimensions supplémentaires ont pour but d'unifier la force gravitationnelle et l'électromagnétisme (théories de Kaluza Klein à 5 dimensions), ou encore de tenter d'expliquer les quatre forces fondamentales dans un même cadre théorique (théories des supercordes à 10 dimensions). Ces théories ajoutent aux trois dimensions spatiales ordinaires une ou plusieurs dimensions qui seraient enroulées sur elles même selon diverses géométries (cercles, sphères, tores, espaces de Calabi-Yau) au niveau de l'échelle de Planck ($\sim 10^{-33} \text{ cm}$), ce qui rendrait impossible leur observation macroscopique et même leur observation par des accélérateurs puisque le Modèle Standard a été sondée jusqu'à des énergies de $\sim 100 \text{ GeV}$ soit des échelles de $\sim 10^{-3} \text{ fm} \sim 10^{-16} \text{ cm}$, et la gravitation jusqu'à l'échelle de $\sim 10^{-2} \text{ cm}$. Dans ces modèles, le graviton se propage dans les dimensions supplémentaires.

L'observation de phénomènes dus aux dimensions supplémentaires au LHC seraient liés à la production associée d'un graviton G avec un photon γ , un gluon g ou un quark q par les processus : $q\bar{q} \rightarrow g/\gamma G$, $qg \rightarrow qG$ et $gg \rightarrow gG$. Les gravitons n'interagissant pas dans le détecteur, la topologie des événements ainsi recherchés serait donc un mono jet ou un photon très énergétique associé à de l'énergie transverse manquante.

Parmi la famille de modèles de type Kaluza-Klein, on trouve le modèle proposé par Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali [24] qui introduit un champ de jauge g_n décrivant l'interaction des particules massives de l'espace tridimensionnel avec les

3. Les particules de Majorana sont les particules qui sont leur propre antiparticule

dimensions supplémentaires. Ce champ de jauge, indépendant du nombre n de dimensions supplémentaires a une valeur extrêmement faible ($g_n \sim 10^{-16}$) qui requiert l'existence de bosons vecteurs dont la masse correspond à des valeurs expérimentalement mesurables au LHC.

2.1.4 Modèles de référence et de jauge étendue

Le modèle de référence [25] suppose que tous les couplages des bosons de jauge lourds V sont similaires à ceux des bosons du Modèle Standard W et Z . Cela inclut non seulement les couplages aux fermions $Vq\bar{q}'$, $Vl\bar{l}'$ mais également les vertex avec les bosons $V^0W^+W^-$, $V^\pm W^\pm Z$. Il favorise donc les décroissances dont la signature est identifiable dans les détecteurs. En particulier, puisque les couplages sont semblables à ceux du Modèle Standard, la largeur de décroissance du boson de jauge lourd $W' = V^\pm$ en deux fermions s'écrit :

$$\Gamma(V^\pm \rightarrow f\bar{f}') = \frac{\alpha}{12} N_c \frac{M_{V^\pm}}{\sin^2 \theta_W} \quad (1.35)$$

où

- $\alpha = e^2/4\pi$ est la constante de structure fine
- θ_W est l'angle de Weinberg tel que $\sin^2 \theta_W = 0.23$
- N_c vaut 1 pour les leptons et 3 pour les quarks (rapport au fait que chaque type de quark a trois couleurs.)
- M_{V^\pm} est la masse du W'

Des situations plus réalistes peuvent ensuite être obtenues en appliquant les facteurs d'échelle adaptés à chaque modèle pour diminuer les rapports de branchement. En particulier, dans les modèles de jauge étendue on assiste à une suppression des couplages $V^0W^+W^-$ et $V^\pm W^\pm Z$ avec un angle de mélange $\xi = (\frac{M_W}{M_V})^2$. La figure 1.13 donne les rapports de branchement des diverses décroissances du boson de jauge lourd chargé dans le cadre du modèle de jauge étendu.

2.2 Limites actuelles et perspectives

Les résultats les plus récents sur la recherche d'un boson de jauge lourd chargé W' ont été obtenus par l'expérience D0 au TeVatron [26] [27]. En supposant les couplages du W' aux fermions similaires à ceux du W du Modèle Standard, une limite inférieure à la masse du W' décroissant en un électron et un neutrino de ~ 1 TeV a été trouvée avec un niveau de confiance de 95%. Cette exclusion est illustrée par la figure 1.14 qui montre que les données suivent la distribution du bruit de fond sans qu'aucun excès pouvant correspondre à un W' n'apparaisse.

La figure 1.15 donne les valeurs de masses du W' exclues par le TeVatron. La zone $M_{W'} < 800$ GeV est exclue à 5σ tandis que les valeurs $M_{W'} < 1$ TeV sont exclues à 95% de niveau de confiance.

Si les meilleures limites sur le boson W' ont été obtenues sur les décroissances en lepton et neutrino, des limites ont également été obtenues dans le canal $W' \rightarrow t\bar{b}$ au TeVatron [27]. Ces limites ont été trouvées égales à :

- 731 GeV pour les modèles avec couplages semblables à ceux du modèle standard (voir le modèle de référence)

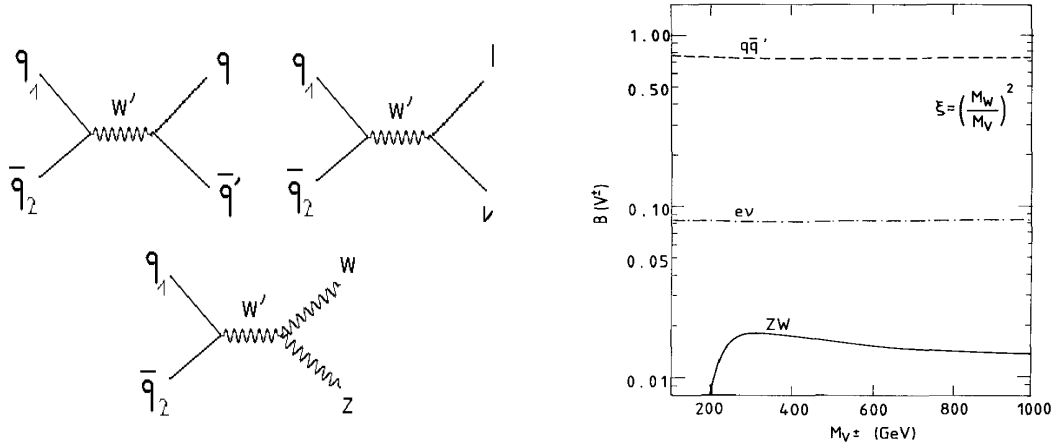


FIGURE 1.13 – Gauche : Diagrammes de Feynmann des processus incluant un boson de jauge lourd $W' = V^\pm$ dans le cadre du modèle de référence. Droite : Rapports de branchements pour $V^\pm \rightarrow W^\pm Z$ (ligne pleine), $V^\pm \rightarrow q\bar{q}'$ (tirets) et $V^\pm \rightarrow e^\pm \nu(\bar{\nu}) \times 10$ (tirets et points) en fonction de la masse du boson de jauge lourd chargé M_{V^\pm} , dans le cadre du modèle de référence [25]

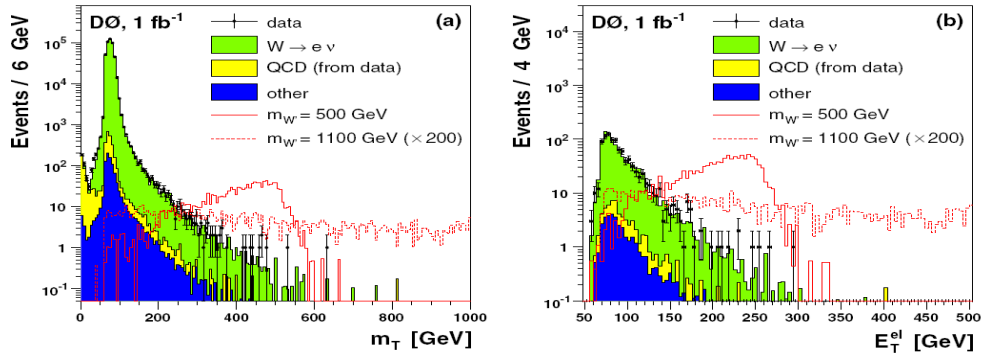


FIGURE 1.14 – Comparaison entre les données (points noirs), les prédictions du bruit de fond (histogrammes pleins) et les prédictions d'un W' de 500 GeV (ligne pleine rouge) et de 1 TeV (pointillés rouges) : distribution de la masse transverse m_T (gauche) et de l'énergie transverse manquante E_T^{el} (droite) [26]

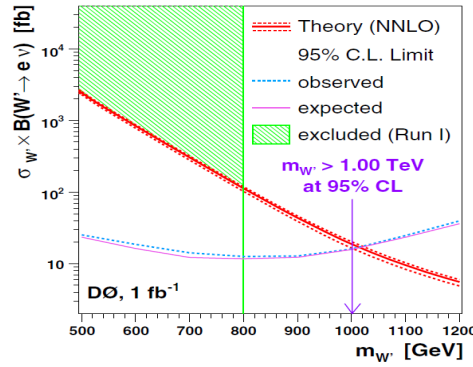


FIGURE 1.15 – *Limites attendue et observée au TeVatron à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production du W' en fonction de la masse de sa masse, en tenant compte des incertitudes statistiques et systématiques. Les résultats du Run I du TeVatron sont également indiqués [26].*

- 739 GeV pour les modèles de symétrie droite-gauche où la décroissance est possible en leptons et en quarks (voir le modèle à symétrie droite-gauche)
- 768 GeV pour les modèles de symétrie droite-gauche où la décroissance est possible uniquement en quarks

Les perspectives de la découverte d'un boson de jauge lourd de type W' au LHC sont très favorables. En effet, même avec une énergie réduite dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV, sa découverte est possible avec une luminosité intégrée de quelques dizaines de pb^{-1} [28], ce qui est un objectif réalisable avec les données qui seront prises en 2010-2011. En se concentrant sur le canal de décroissance en électron, le principal défi sera la maîtrise de la reconstruction de l'énergie transverse manquante dans ATLAS. Cette problématique est développée dans le chapitre 7.

3 Conclusion

L'ensemble des phénomènes observés en physique des particules est en accord avec une théorie appelée le Modèle Standard, théorie extraordinairement prédictive et n'ayant jamais encore été mise en défaut. Son cadre théorique et des exemples de sa confirmation expérimentale ont été décrits dans la première partie de ce chapitre. Si le Modèle Standard a été testé de manière systématique avec les expériences placées auprès du TeVatron, de LEP et même d'appareils de générations précédentes comme UA1 et UA2, c'est grâce au nouveau collisionneur de hadrons le LHC, que le modèle sera testé pour la première fois sur des données issus de collisions avec une énergie inégalée dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV. En effet, bien que pratiquement complet, le Modèle Standard peut être testé plus profondément par le biais de contraintes directes et indirectes sur un certain nombre de mesures de précisions, en particulier dans le secteur du top, et bien entendu complété par l'observation expérimentale du mécanisme de Higgs d'attribution des masses aux particules. Mais comme nous l'avons vu, le Modèle Standard présente un certain nombre de faiblesses théoriques. L'avènement du LHC et l'ouverture d'une fenêtre en énergie encore in-

explorée représente une opportunité unique de découvertes de nouvelle physique.

Le chapitre suivant présente le fonctionnement du collisionneur le LHC, ainsi que celui du dispositif expérimental ATLAS qui est le sujet de cette thèse.

Chapitre 2

L'expérience ATLAS auprès du LHC

La physique des particules, discipline relativement jeune puisqu'elle naît au début du siècle dernier, a connu un développement important grâce au progrès des technologies utilisées pour les accélérateurs et les détecteurs qui leur sont associés. Tandis que les premières observations se sont faites sur des détecteurs à visualisation directe (chambres à bulles, chambres à brouillard...), la technologie a ensuite évolué vers des détecteurs électroniques (chambres d'ionisation et à dérive, détecteurs à semi-conducteurs, à rayonnement de transition, Cerenkov...). Si les premiers phénomènes mis en évidence mettent en jeu peu d'énergie, l'évolution des dispositifs expérimentaux permet d'observer une variété croissante de phénomènes et de particules. La physique des hautes énergies se développe ainsi parallèlement depuis une vingtaine d'années dans deux communautés scientifiques. Les physiciens des astroparticules, qui se sont tournés vers le ciel, utilisent les réactions au cœur des objets cosmiques et l'interaction de leurs rayonnements avec l'atmosphère comme banc d'essai pour la recherche expérimentale. Les physiciens des accélérateurs ont eux choisi de recréer les phénomènes en laboratoire dans le but de faciliter leur observation. Tandis que les générations les plus récentes d'accélérateurs comprennent le SLAC à San Francisco, LEP à Genève, HERA à Hambourg, ou encore le TeVatron à Chicago, c'est le LHC qui est actuellement le plus puissant accélérateur de particules au monde. Son fonctionnement sera détaillé dans le paragraphe 1. La conception des quatre détecteurs placés auprès du LHC pour observer le produit de ses collisions a elle aussi profité des dernières avancées technologiques. Parmi eux se trouve ATLAS, l'expérience généraliste sujet de cette thèse et dont le fonctionnement est détaillé dans le paragraphe 2.

1 Le LHC

Les motivations de la construction du LHC, le collisionneur le plus puissant actuellement en fonctionnement, sont tout d'abord la complétion du Modèle Standard avec la possible découverte du boson de Higgs qui est la dernière particule qu'il prédise résistant encore à l'observation, mais surtout son dépassement à travers la mise à l'épreuve par l'expérience d'un grand nombre de théories dont certaines ont été évoquées dans le chapitre 1. En explorant à l'aide du LHC un domaine d'énergie encore vierge, les physiciens espèrent observer des phénomènes physiques nouveaux qui sont autant d'indications pour découvrir les mécanismes de notre univers.

La figure 2.1 montre de la section efficace¹ des processus standards en fonction de l'énergie dans le centre de masse du collisionneur proton-proton. L'énergie nominale du LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) est indiquée avec des pointillés. Les valeurs des générations précédentes, SPS au CERN ($\sqrt{s} = 900$ GeV) et TeVatron à Fermilab ($\sqrt{s} = 1.98$ TeV), sont données à titre comparatif. Les sections efficaces de production intéressantes pour la physique (W, Z, Higgs, $t\bar{t}$) augmentent de deux à trois ordres de grandeur entre le TeVatron et le LHC. Le bruit hadronique augmentera lui de trois à quatre ordres de grandeur, ce qui fait de la lutte contre le bruit de fond QCD le principal défi à relever lors de l'analyse des données du LHC. A énergie nominale, et même à énergie réduite ($\sqrt{s} = 7$ TeV) lors de son fonctionnement en 2010-2011, le LHC fournira un potentiel de découverte intéressant.

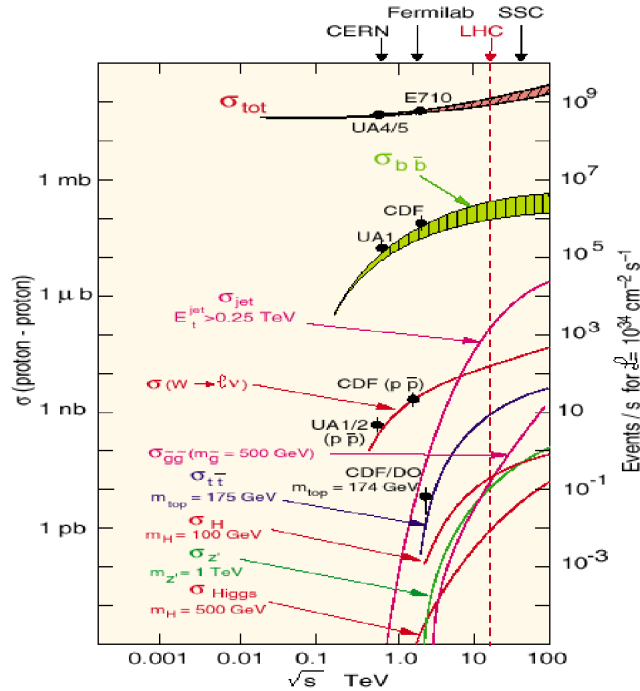


FIGURE 2.1 – Section efficace de différents processus en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse pour les collisionneurs hadroniques

1.1 Description

Le LHC est placé sur le site du CERN à côté de Genève, sur l'ancien site du LEP. Il s'agit d'un anneau de 27 km de circonférence dans lequel, grâce à de puissants aimants supraconducteurs, des faisceaux de protons vont circuler en sens inverse et se rencontrer lors de collisions en 4 points sur lesquels sont placées quatre expériences dédiées à la détection et l'analyse des produits de cette interaction. Le système

1. La section efficace σ d'un processus quantifie la probabilité de son occurrence. Elle est donnée en *barn* qui est une unité de surface valant $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$. L'échelle peut également être lue à droite comme étant le nombre d'événements par seconde en considérant comme luminosité instantanée $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

présente 1232 aimants dipolaires (154 par octant) pour courber la trajectoire du faisceau et 392 aimant quadripolaires (49 par octant) pour le focaliser.

Le système d'injection, représenté en figure 2.2, est le suivant. Les protons sont créés à partir d'un gaz d'hydrogène dont les atomes sont ionisés puis accélérés à 750 keV par un quadripôle radiofréquence. Les protons sont ensuite amenés à une énergie de 50 MeV grâce au LINAC (LINear ACcelerator), puis 1.4 GeV dans le PSB (Proton Synchrotron Booster). Ils sont alors injectés dans un premier synchrotron, le PS (Proton Synchrotron) qui les conduit à une énergie de 26 GeV et les regroupe en paquets. Enfin, le SPS (Super Proton Synchrotron) accélère les protons jusqu'à 450 GeV. Les protons sont alors injectés dans le LHC², où ils gagnent 485 keV par tour. Il leur faut une vingtaine de minutes pour atteindre l'énergie nominale de 7 TeV.

Les protons seront groupés par paquets de 10^{11} particules qui se croiseront avec une fréquence de 40 MHz pour une luminosité nominale de $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La luminosité se déduit des paramètres de faisceaux grâce à la formule suivante :

$$L = \frac{N^2 k_b f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} F = \frac{N^2 k_b f \gamma}{4\pi\epsilon_n \beta^*} F \quad (2.1)$$

avec

$$F = 1/\sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2} \sim 0.9 \quad (2.2)$$

où

- N est le nombre de particules par paquet (10^{11})
- k_b est le nombre de paquets par faisceau
- f la fréquence de révolution des paquets dans le tunnel du LHC (11kHz)
- F est un facteur tenant compte de l'angle de croisement entre faisceaux (~ 0.9)
- σ_x^* et σ_y^* donnés en cm sont la distribution gaussienne des particules dans le paquet au point d'interaction
- θ_c est l'angle de croisement des faisceaux
- σ_z est la longueur du paquet de protons
- σ^* est la taille transverse du faisceau au point d'interaction
- ϵ et β^* sont des paramètres machine homogènes à des distances et reliés à la taille transverse du faisceau par la relation $\sigma_{x,y} = \sqrt{\epsilon_{x,y} \beta_{x,y}^*}$. $\epsilon_n = \frac{\epsilon}{\gamma}$ est l'émittance normalisée au boost de Lorentz et γ le facteur de Lorentz.

La mesure absolue de la luminosité dans ATLAS sera assurée par le dispositif expérimental *ALFA* (*Absolute Luminosity For ATLAS*) [29] qui sera installé fin 2010 à 240 mètres d'ATLAS. Il s'agit d'un système de *pots romains* équipés de détecteurs à fibres scintillantes installés en dessous et au dessus du faisceau. Grâce à des éléments de détection placés à des distances de quelques millimètres du faisceau, ils détecteront les protons issus de diffusion élastique avec des angles en dessous du μrad . La luminosité sera ensuite déduite de la mesure de la section efficace différentielle de diffusion élastique. Si l'objectif de précision d'ALFA est d'atteindre 2 – 3% à terme, la luminosité est dans un premier temps déduite des paramètres machine

2. C'est à l'énergie d'injection $\sqrt{s} = 900$ GeV que les premières collisions du LHC ont été enregistrées en Décembre 2009.

(équation (2.1)). Fin juin 2010, lors des collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV, la luminosité déduite des paramètres machine était égale à 11% , la principale source d'incertitude venant de l'intensité des faisceaux [30].

Une mesure de la luminosité relative est fournie par *LUCID* (*L*uminosity *me*asurement using *C*erenkov *I*ntegrating *D*etector) qui est un système de 168 tubes à rayonnement Cerenkov entourant le tube à vide et placés de part et d'autre d'ATLAS chacun à une distances de 17 mètres. Les événements inélastiques sont détectés pour des pseudo-rapidités $5.5 \leq |\eta| \leq 6.1$ (voir paragraphe 2.1). Le nombre de particules chargées ainsi détectées est proportionnel à la luminosité. L'étalonnage de LUCID se fera à terme avec les mesures d'ALFA.

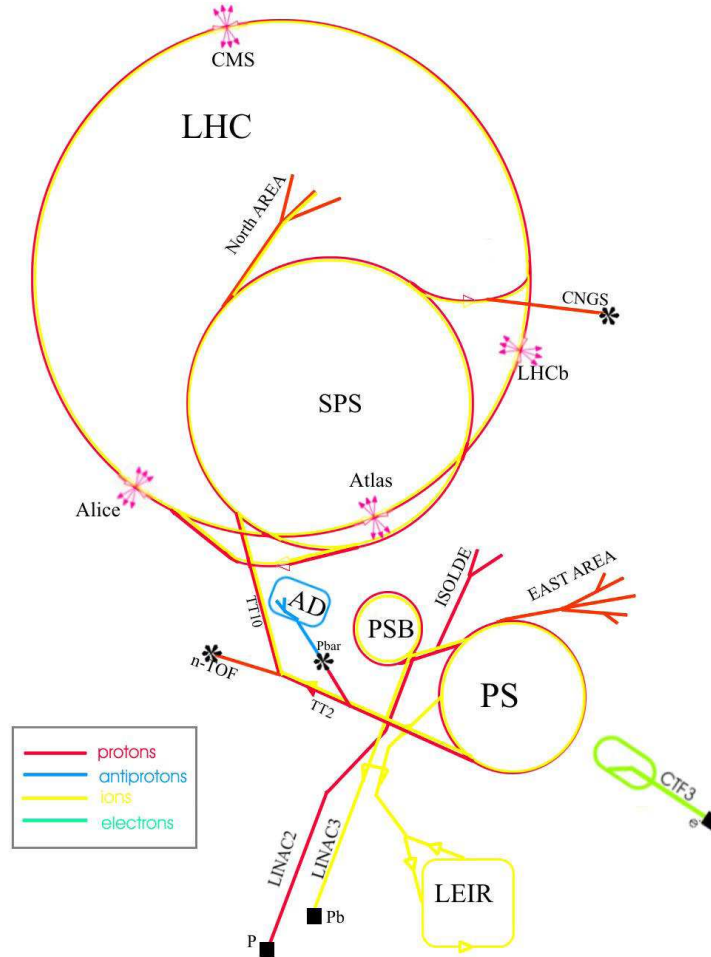


FIGURE 2.2 – *Système d'injection de l'accélérateur de particules LHC (Large Hadron Collider)*

1.2 Les expériences

Quatre expériences sont placées auprès du LHC.

- **ATLAS** (A Toroidal Lhc ApparatuS) et **CMS** (Compact Muon Solenoid) sont des expériences généralistes. Elles sont entre autre destinées à l'éven-

tuelle découverte du convoité boson de Higgs. Leur programme de physique comporte également la mesure des propriétés du quark top et la mise en évidence de nouvelles particules trop massives pour avoir été découvertes jusqu'à présent. Toutes ces mesures offrent l'opportunité de découvrir de la Nouvelle Physique, c'est-à-dire de la physique au-delà du Modèle Standard. L'existence de deux expériences indépendantes dédiées au même programme de recherche traduit une volonté de la communauté scientifique de pouvoir combiner les informations des deux détecteurs pour minimiser leurs erreurs systématiques et maximiser le potentiel de découverte. L'objet de ce manuscrit de thèse est l'expérience ATLAS.

- **LHCb** est une expérience spécialisée dans l'étude des mésons B, et les problématiques qui lui sont liées comme la violation de symétrie CP. Le détecteur est asymétrique et orienté vers les faibles angles de déviation par rapport aux faisceaux.
- **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment) est une expérience à part, proche des problématiques liées à la physique des ions lourds et de la matière nucléaire chaude. Elle analysera plus particulièrement les produits de collisions spécifiques d'ions plomb-plomb. L'expérience cherchera entre autre à comprendre la formation de plasma quarks-gluons.

1.3 État et mise en marche de l'accélérateur

Le démarrage du LHC s'est déroulé le 10 Septembre 2008. Pour la première fois, des faisceaux on circulé dans un sens puis dans l'autre dans le tunnel du LHC, sans toutefois aboutir à des collisions à cause d'un incident technique survenu le 19 septembre 2008 où, lors des essais d'alimentation du circuit des dipôles principaux dans un des secteurs du LHC, la défaillance d'une connexion électrique dans une région située entre un dipôle et un quadripôle a entraîné la formation d'un arc électrique perforant l'enceinte d'hélium qui s'est ensuite déversé dans le vide d'isolation du cryostat puis dans le tube du faisceau.

La mise en route s'est faite avec des faisceaux de 450 GeV issus du SPS. Le tunnel du LHC est séparé en huit octants, représentés sur la figure 2.3. A chaque jonction entre deux portions du tunnel se trouve un collimateur qui, pour éviter l'endommagement des infrastructures en aval, ont exceptionnellement été utilisé pour arrêter les faisceaux de basse énergie pendant la phase de démarrage. Le faisceau a d'abord été stabilisé et recentré dans la première portion du tunnel avant d'être envoyé dans la seconde portion ou octant d'accélérateur, et ainsi de suite. Les faisceaux ont été testés ainsi au fur et à mesure dans les deux sens d'injection. Le premier sens d'injection représenté en bleu sur la figure 2.3 a un point d'injection en amont de l'expérience LHCb et un sens de révolution trigonométrique. Le second faisceau représenté en rouge est injecté en amont d'ALICE et a un sens de révolution horaire. Quel que soit le faisceau considéré, il doit faire un tour complet dans l'accélérateur avant d'atteindre le détecteur ATLAS.

La première étape de la mise en route du collisionneur dédiée au réglage des

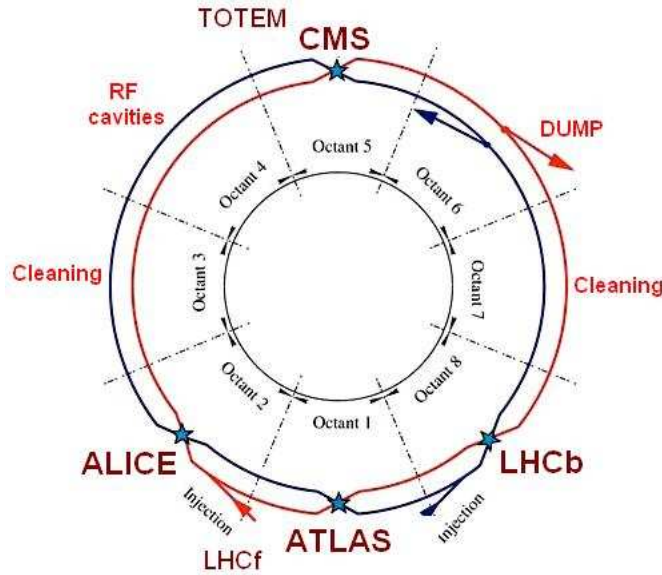


FIGURE 2.3 – Représentation schématique du trajet des faisceaux dans le tunnel du LHC et leur position relative par rapport aux quatre expériences ATLAS, LHCb, CMS et ALICE. Le LHC est divisé en huit octants. Les points d'injection du premier faisceau (bleu) circulant en sens trigonométrique se situe entre ATLAS et LHCb et du second faisceau (rouge) circulant en sens horaire entre ALICE et ATLAS.

faisceaux a ainsi duré plusieurs jours. C'est lors de l'étape suivante, qui consiste en la montée en énergie des faisceaux, qu'un incident est survenu donnant suite à un arrêt technique d'un an pour effectuer les réparations. Malgré le fait qu'aucune collision n'ait eu lieu, l'interaction du faisceau avec le vide imparfait du tube à vide, ainsi que l'interaction du faisceau avec un collimateur en amont du détecteur ont été la source d'une certaine activité au sein d'ATLAS. En particulier, le calorimètre électromagnétique a enregistré ces données qui ont été l'occasion de vérifier le bon état de marche du sous-détecteur (voir chapitre 4). Le redémarrage de la machine a eu lieu fin 2009. Les premières collisions à l'énergie d'injection de 450 GeV par faisceau ont été enregistrées. Début 2010, le collisionneur est entré dans une phase de plusieurs mois de collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La luminosité instantanée était initialement de l'ordre de $10^{26} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, avec comme ambition d'atteindre $10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ d'ici fin 2011 en optimisant les paramètres machine. A l'heure actuelle, le nombre de protons par paquets a atteint sa valeur nominale (10^{11}), mais le nombre de paquets, l'angle de croisement des faisceaux et leur focalisation ne sont pas encore optimaux, ce qui a pour conséquence que la plus grande luminosité instantanée atteinte fin Juin était de $5 \cdot 10^{29} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [30]. La figure 2.4 donne un exemple de différents événements enregistrés par ATLAS en 2010 : l'un des premiers événements di-jets en Mars 2010, ainsi qu'un des premiers candidats $W \rightarrow e\nu$ en Avril et le premier candidat $Z \rightarrow ee$ en Mai. Des événements avec présence de plusieurs interactions ont également pu être observés. L'objectif est désormais d'accumuler une statistique de plusieurs centaines de pb^{-1} de données d'ici fin 2011 avant d'éteindre l'accélérateur pendant une période d'environ un an pour le préparer à monter à l'énergie nominale.

Fin Juin 2010, plus de 90% de la luminosité intégrée délivrée par le LHC a pu être

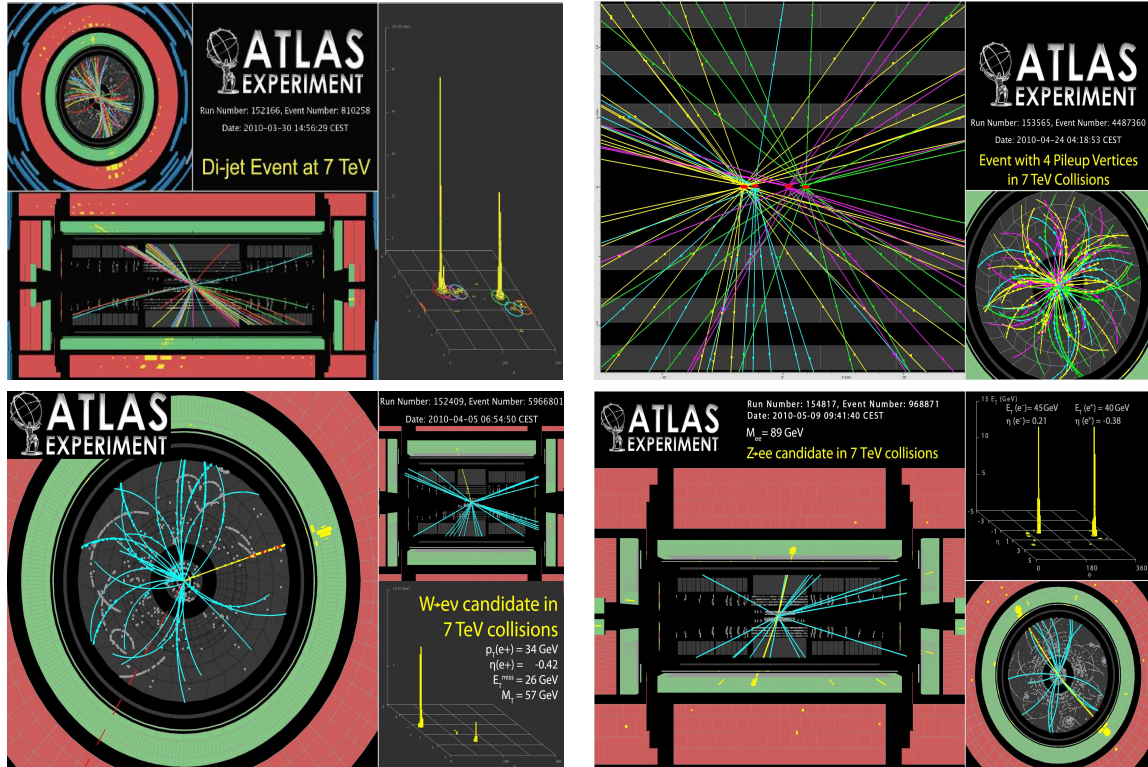


FIGURE 2.4 – Événements di-jet (en haut à gauche), avec empilement de quatre vertex d'interaction pendant la même collision (en haut à droite), $W \rightarrow e\nu$ (en bas à gauche) et $Z \rightarrow ee$ (en bas à droite) enregistrés lors des collisions du LHC à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ en 2010

enregistrée par l'expérience ATLAS, soit $\sim 31 \text{ nb}^{-1}$, comme le montre la figure 2.5.

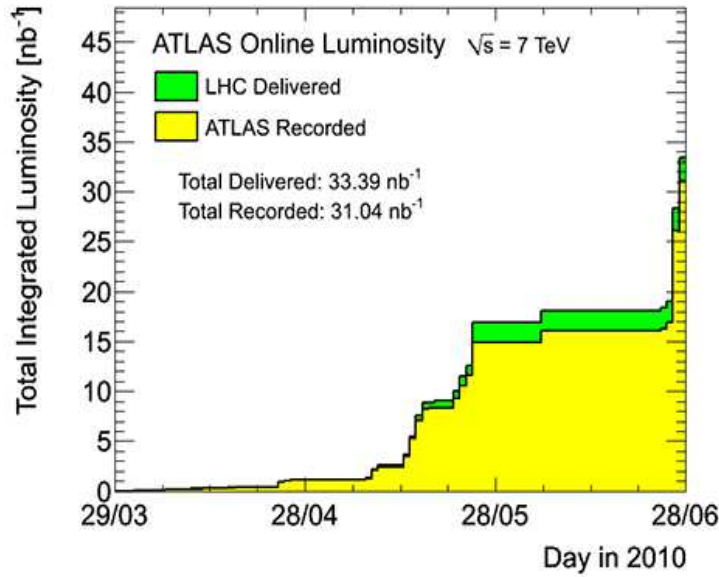


FIGURE 2.5 – Luminosité intégrée en nb^{-1} délivrée par le LHC (histogramme vert) et enregistrée par l'expérience ATLAS (histogramme jaune) en fonction du temps, de Mars à Juin 2010.

ATLAS est justement l'expérience qui va être décrite maintenant.

2 L'expérience ATLAS

2.1 Introduction

ATLAS [31] est un détecteur de structure classique mais de dimensions imposantes. Avec 22 mètres de haut, 44 mètres de long et 7000 tonnes, il s'agit du plus grand détecteur de particules au monde.

ATLAS est formé de plusieurs couches de sous-détecteurs concentriques. En partant de l'axe du faisceau et en suivant les rayons croissants on trouve :

- **Le trajectrographe interne** qui permet la mesure de l'impulsion des particules chargées. Il sert à la reconstruction de la position des vertex et l'identification des électrons, des muons et des jets.
- **Un aimant solénoïdal** générant le champ magnétique nécessaire à la mesure de l'impulsion des particules chargées dans le trajectrographe interne
- **Le calorimètre électromagnétique** dont l'un des objectifs est la mesure de l'énergie et de la position des électrons et des photons. Il fait partie du système de déclenchement, et est utilisé pour l'identification des photons, des électrons et des jets ainsi que la reconstruction de l'énergie transverse manquante. Le

chapitre 3 est consacré à sa description.

- **Le calorimètre hadronique** qui associé au calorimètre électromagnétique permet la mesure de l'énergie des hadrons et participe à leur identification. Il est utilisé dans la reconstruction de l'énergie transverse manquante.
- **Les aimants toroïdaux** qui courbent la trajectoire des muons et permettent la mesure de leur impulsion
- **Les chambres à muons** dont la fonction est la mesure de l'énergie et la position des muons et leur identification. Elles font partie du système de déclenchement et sont utilisées lors de la reconstruction de l'énergie transverse manquante.

Ces divers sous-détecteurs sont représentés sur la figure 2.6 où l'échelle est donnée par la représentation d'une personne au pied du détecteur. Le fonctionnement des différents sous-détecteurs est détaillé plus bas.

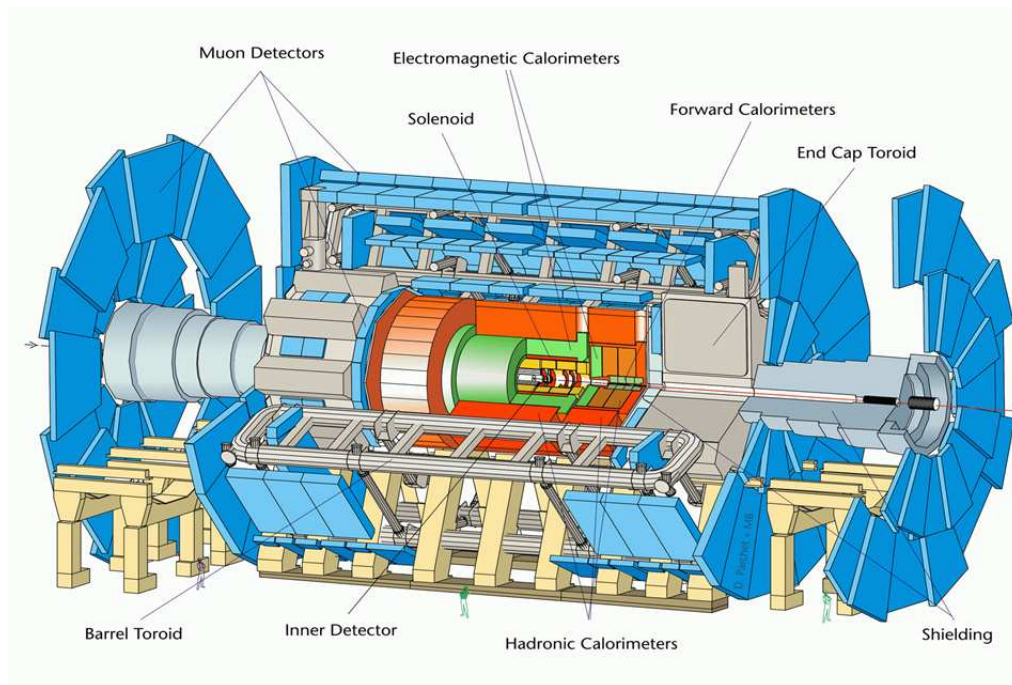


FIGURE 2.6 – *Schéma du détecteur ATLAS*

Le système de coordonnées utilisé dans ATLAS est illustré sur la figure 2.7. L'axe z est celui du faisceau, l'axe x est perpendiculaire à ce dernier et parallèle à la position horizontale, et l'axe y , perpendiculaire aux deux autres, est lui vertical. L'origine O du repère est la position théorique du point d'interaction. La forme cylindrique du détecteur pousse à inclure un premier angle ϕ , dit angle azimutal, qui représente l'angle entre un vecteur \overrightarrow{OM} partant de l'origine du repère et l'axe des x . Un deuxième angle θ est défini comme l'angle entre un vecteur partant de l'origine et l'axe des z . Enfin, on définit à partir de θ une grandeur sans dimension nommée pseudo-rapacité et notée η :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.3)$$

L'emploi de η est plus adapté que celui d'un angle pour donner la trajectoire d'une particule dans un détecteur, car sa définition dérive des équations lorentziennes de la relativité restreinte à laquelle sont soumises les particules issues des collisions. En effet, leur vitesse ne diffère de celle de la lumière que d'une fraction de pourcents. De plus, un argument expérimental en faveur de l'utilisation de η réside dans le fait que la section efficace différentielle de production de jets par unité de pseudo-rapacité $d\sigma_{jets}/d\eta$ est à peu près constante.

Il est ainsi possible de définir de façon exhaustive et non équivoque la position d'un point dans le détecteur en précisant son rayon R , l'angle ϕ et la pseudo-rapacité η . Cette définition sera utilisée tout au long du manuscrit pour donner la position des différent sous-détecteurs et de leurs canaux.

La distance dans l'espace définie par la pseudo-rapacité et l'angle azimutal est définie par $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$.

On remarquera enfin que la pseudo-rapacité η vaut zéro pour un vecteur du plan $(0, x, y)$ c'est-à-dire faisant un angle de 90° avec l'axe du faisceau. Elle tend vers $+\infty$ en se rapprochant de l'axe $+z$ et tend vers $-\infty$ en se rapprochant de $-z$. La zone de mesures de précision du détecteur ATLAS qui correspond à la couverture du trajectographe est $|\eta| < 2.5$, ce qui correspond à un angle $\theta \sim 10^\circ$ avec l'axe z . Cependant, pour assurer une hermiticité maximale et en particulier dans le but de mesurer au mieux l'énergie transverse manquante, le système calorimétrique s'étend jusqu'à $|\eta| = 4.9$, ce qui ne laisse qu'un angle de $\theta = 1^\circ$ entre le détecteur et l'axe du faisceau.

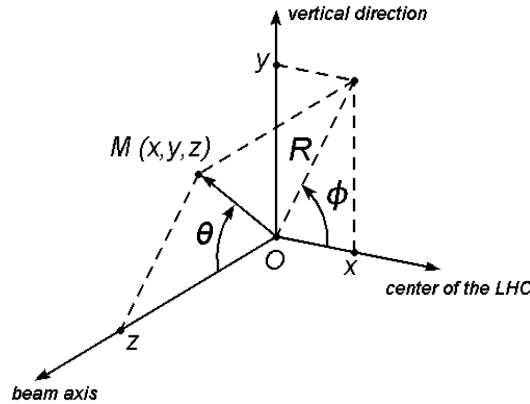


FIGURE 2.7 – *Système de coordonnées du détecteur ATLAS*

Le côté du détecteur correspondant aux coordonnées $z > 0$ (resp. $z < 0$) est appelé le côté A (resp. le côté C).

2.2 Le trajectographe interne

Le trajectographe interne est le sous-détecteur le plus proche du point d'interaction. Il est destiné à reconstruire la trajectoire des particules chargées issues des collisions, et d'en déduire une mesure de leur charge et de leur impulsion. Cette mesure est rendue possible grâce à la présence d'un champ magnétique généré par un aimant solénoïdal (voir section 2.2.1) qui dévie en ϕ les particules chargées. Leur impulsion est alors déduite de la mesure de la courbure de leur trajectoire.

Ce sous-détecteur permet en particulier de différencier les électrons des photons par la présence ou l'absence de trace chargée reconstruite.

Le trajectographe interne, qui s'étend entre des rayons de 5 et 130 centimètres autour de l'axe du faisceau, est composé de trois sous-détecteurs représentés sur la figure 2.8, entourés par un aimant solénoïdal. En partant de l'axe du faisceau entouré du tube à vide, on trouve :

- **Les Pixels** ou **détecteur de vertex à pixels**.
- **Le SCT** ou **détecteur de traces à semi-conducteurs**.
- **Le TRT** ou **trajectographe à rayonnement de transition**.

Les pixels et SCT sont basés sur une technologie de semi-conducteurs. Ils fournissent jusqu'à 11 points de mesure de précision pour $|\eta| < 2.5$. Le TRT est un ensemble de tubes à dérive couvrant $|\eta| < 2.0$. La trace reconstruite dans le TRT est presque continue, elle fournit jusqu'à une trentaine de points de mesure.

Si le trajectographe interne d'ATLAS démontre de très bonnes performances grâce à la combinaison de détecteurs au silicium très précis et à la trace quasi-continue du TRT, il présente de ce fait une quantité de matière inégalée dont les plus récentes estimations sont illustrées sur la figure 2.9. L'une des conditions pour obtenir les performances optimales du détecteur ATLAS, en particulier pour la reconstruction des électrons qui est l'une des problématiques de cette thèse, est la détermination de cette matière dont la quantité peut varier de $\sim 0.5X_0$ ³ pour $|\eta| < 0.6$ à plus de $2X_0$ pour $1.5 < |\eta| < 2.0$, ces valeurs étant multipliées par quatre en tenant compte de la matière juste en amont du calorimètre. Une méthode de cartographie de la matière et son impact sur la reconstruction des électrons sont le sujet du chapitre 5.

Les quatre paragraphes suivants décrivent les quatre éléments qui composent le système de trajectographie interne : l'aimant solénoïdal, le détecteur de vertex à pixels, le SCT et le TRT.

2.2.1 L'aimant solénoïdal

L'aimant solénoïdal (Figure 2.10) génère un champ magnétique qui courbe la trajectoire des particules chargées selon l'angle azimutal ϕ pour permettre la mesure de leur charge et de leur impulsion. Placé à l'intérieur du cryostat du calorimètre électromagnétique (voir paragraphe 2.3), il a un rayon externe de 130 cm et une

3. La longueur de radiation X_0 est la quantité de matière qu'un électron doit traverser pour perdre en moyenne $1 - \frac{1}{e} \sim 60\%$ de son énergie.

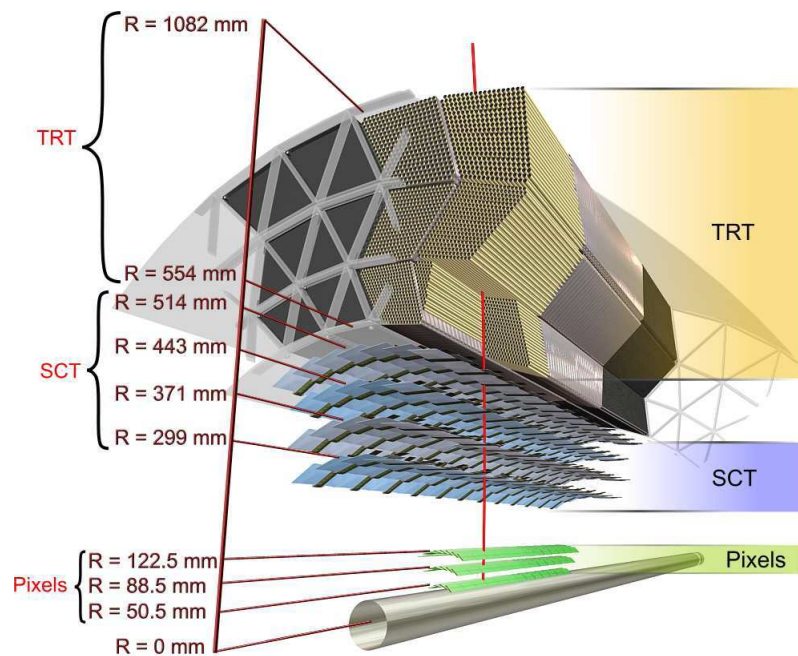


FIGURE 2.8 – Vue d'artiste du trajectographe interne, avec en partant de l'axe du faisceau ($R = 0$) : le tube à vide, le détecteur de vertex à pixels (Pixels), le détecteur à semi-conducteurs (Semi-Conducting Tracker ou SCT), et le détecteur à rayonnement de transition (Transition Radiation Tracker ou TRT). L'aimant solénoïdal qui n'est pas représenté ici entoure tous ces détecteurs ($1250\text{mm} \leq R \leq 1300\text{mm}$)

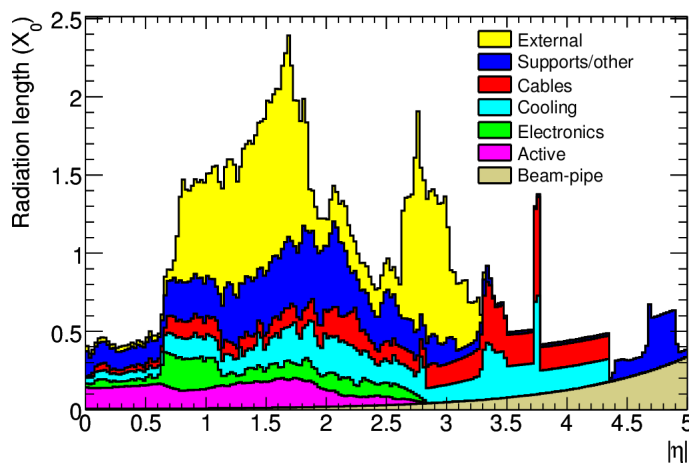


FIGURE 2.9 – Quantité de matière du trajectographe interne en terme de nombre de longueur de radiation X_0 . La longueur de radiation est la quantité de matière qu'un électron doit traverser pour perdre en moyenne $1 - \frac{1}{e} \sim 60\%$ de son énergie.

longueur de 5 mètres. La valeur de son champ magnétique est de 2 Teslas au centre du solénoïde, il à peu près uniforme à l'intérieur de l'aimant ($|\eta| \lesssim 1.5$) et vaut ~ 0.5 Teslas à $|\eta| = 2.5$. Son champ a été cartographié *in situ* en 2006 à intensité nominale avec une précision de 1 mT.



FIGURE 2.10 – Photographie de l'aimant solénoïdal avant son immersion dans le tonneau du cryostat d'argon liquide et sa descente dans la caverne.

2.2.2 Le détecteur de vertex à pixels

Le détecteur à pixels (Figure 2.11) est le détecteur le plus proche du point d'interaction. Il est le sous-détecteur dédié à la détection de vertex secondaires déplacés par rapport au point d'interaction, c'est-à-dire à l'identification et l'étiquetage de particules à longue durée de vie, comme les hadrons B. Pour cela, sa résolution spatiale est très fine.

Le détecteur à pixels est composé de quatre vingt millions de pixels de surface $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ et d'épaisseur $250 \mu\text{m}$ regroupés par modules de $62 \times 24 \text{ mm}^2$. Ces modules sont disposés en couches cylindriques à 5, 9 et 12 cm autour de l'axe du faisceau dans la partie tonneau, et de part et d'autre du point d'interaction sur l'axe du faisceau à 50, 58 et 65 cm pour la partie bouchons.

Chacun des pixels est une surface très fine de silicium, un matériau semi-conducteur que les particules chargées ionisent lors de leur passage. Les électrons et les trous dérivent alors sous l'effet d'une tension imposée et le courant associé à cette dérive, s'il dépasse un certain seuil, indique que la cellule a été touchée.

La mise en œuvre du détecteur de vertex à pixels avec les données cosmiques a commencé à l'automne 2008. 97.5% des 80 M de pixels sont à l'heure actuelle opérationnels, comme indiqué sur la table 2.1 qui récapitule le nombre de canaux et la fraction opérationnelle de chacun des sous-détecteurs d'ATLAS. Les performances sur la résolution spatiale intrinsèque des pixels (pour chaque point) mesurée *in situ* sont de $10 \mu\text{m}$ dans le plan orthogonal au faisceau $R-\phi$ et de $115 \mu\text{m}$ dans la direction du faisceau z .

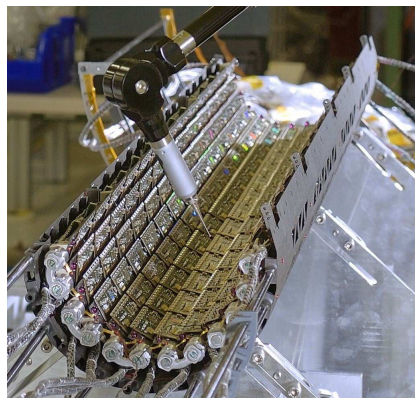
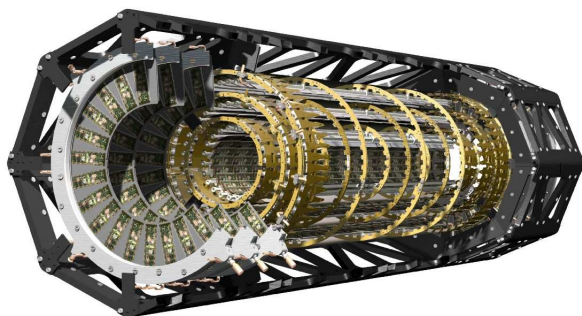


FIGURE 2.11 – *Représentation schématique du détecteur de vertex à pixels (gauche) et photo de modules en cours d'assemblage (droite)*

Sous-détecteur	Nombre de canaux	Fraction opérationnelle
Pixels	80 M	97.4%
SCT	6.3 M	99.2%
TRT	350 k	98.0%
Calorimètre électromagnétique	170 k	98.5%
Calorimètre hadronique tonneau (tuiles)	9800	97.3%
Calorimètre hadronique bouchons (argon liquide)	5600	99.9%
Calorimètres avants	3500	100%
Déclenchement niveau 1 calorimétrique	7160	99.9%
Déclenchement niveau 1 RPC	370 k	99.5%
Déclenchement niveau 1 TGC	320 k	100%
MDT	350 k	99.7%
CSC	31 k	98.5%
RPC	370 k	97.0%
TGC	320 k	98.6%

TABLE 2.1 – *Nombre de canaux et fraction opérationnelle de tous les sous-détecteurs d'ATLAS.*

2.2.3 Le détecteur de traces à semi-conducteurs

La technologie utilisée pour le détecteur de traces à semi-conducteurs (voir figure 2.12) est la même que celle du détecteur à pixels. Seule leur segmentation est différente puisque le détecteur de traces à semi-conducteur se présente sous la forme de bandes de 128 mm dans la direction z et de $80\text{ }\mu\text{m}$ dans le plan $R-\phi$. Il comporte quatre paires de couches coaxiales dans sa partie tonneau à $R = 30, 37, 45$ et 52 cm et les bouchons sont formés de 9 disques orthogonaux à l'axe du faisceau, à des distances allant de 83 à 280 cm. De plus les paires de couches ont leur bandes qui forment un angle relatif de 40 mrad , ce qui permet d'améliorer la résolution selon z . La précision de chacun des 8 points de mesure est de $17\text{ }\mu\text{m}$ dans la direction $R-\phi$ et de $580\text{ }\mu\text{m}$ selon z . 99.3% des 6.8 M canaux du SCT sont opérationnels (Table 2.1).

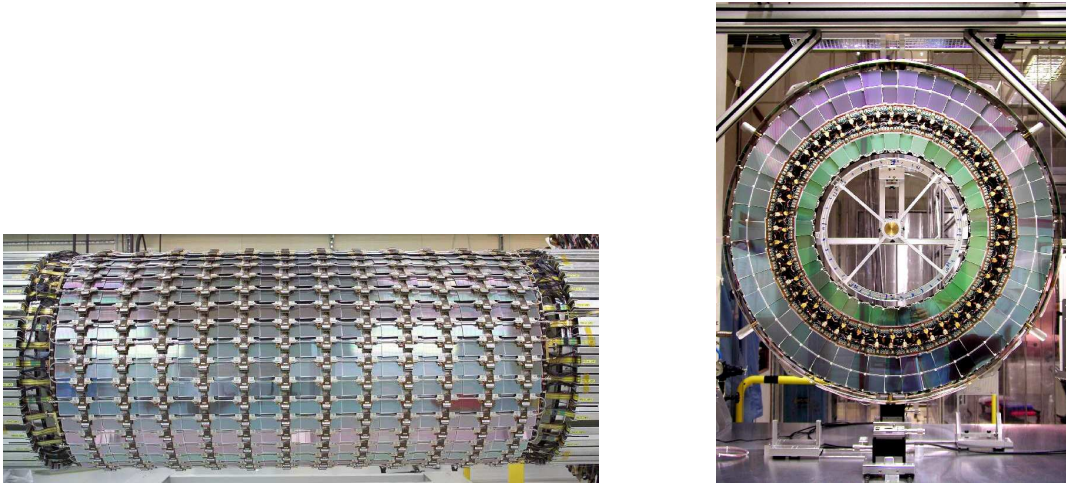


FIGURE 2.12 – Photo du détecteur de traces à semi-conducteurs tonneau (gauche) et bouchon (droite)

2.2.4 Le trajectographe à rayonnement de transition

Le trajectographe à rayonnement de transition ou TRT pour Transition Radiation Tracker (Figure 2.13) est composé d'un grand nombre de tubes à dérives qui permettent d'effectuer une mesure presque continue des traces. Ce détecteur est donc complémentaire des détecteurs au silicium, qui délivrent peu de points de mesure, mais d'une plus grande précision. Il permet de plus l'identification des particules grâce à la détection du rayonnement de transition lors de la traversée de ses parois. Le trajectographe à rayonnement de transition est composé d'un ensemble de tubes de 4 mm de diamètre appelés pailles, remplis d'un mélange gazeux à base de xénon, comportant en leur axe un fil plaqué or-tungstène, servant d'anode, la cathode étant le tube lui-même. Une tension étant imposée entre les deux électrodes, le passage des particules chargées ionisent le gaz et les électrons libérés dérivent vers le fil central qui recueille le signal. De plus, les tubes sont recouverts d'une fine couche de polyéthylène/polypropylène. En traversant ce milieu, les particules émettent un rayonnement de transition dont l'amplitude est différente suivant la nature de la particule. En effet, l'intensité de ce rayonnement dépend du rapport $\frac{E}{m}$ de la particule. On peut donc par exemple discriminer les pions des électrons, les seconds

ayant un rayonnement plus important. On peut déduire de ce même rapport que les électrons auront plus de coup de grande énergie dans le TRT que les hadrons. Contrairement aux autres détecteurs du trajectographe interne qui vont jusqu'à $|\eta| < 2.5$, le TRT couvre les pseudo-rapidités jusqu'à $|\eta| < 2.0$. Il apportera au moins une trentaine de points de mesure supplémentaires par rapport aux 11 points fournis par les détecteurs à pixels et à semi-conducteurs. La précision sur chaque point de mesure est de $130 \mu\text{m}$. Elle est $50 \mu\text{m}$ si l'on combine tous les points. 98% des 350 000 canaux du TRT sont opérationnels à l'heure actuelle (Table 2.1).



FIGURE 2.13 – Insertion du détecteur de traces à semi-conducteur tonneau dans le trajectographe à rayonnement de transition tonneau (gauche) et photo des tubes à dérives dans une roue des bouchons du TRT (droite)

2.3 Le système de calorimétrie

Les calorimètres sont les sous-détecteurs dont le but principal est la reconstruction et l'identification des photons, des électrons et des jets. Ils mesurent l'énergie des ces particules en les arrêtant totalement dans leur épaisseur. Le système de calorimétrie couvre les pseudo-rapidités jusqu'à $|\eta| < 4.9$.

Les calorimètres d'ATLAS sont des calorimètres à échantillonnage. Cette technologie a déjà été utilisée dans des expériences précédentes comme par exemple H1 auprès de HERA et D0 auprès du TeVatron. Par opposition aux calorimètres homogènes, comme par exemple le calorimètre électromagnétique de CMS qui est composé d'un cristal de $PbWO_4$, les calorimètres à échantillonnages sont composés de couches successives de matériaux passifs, comme par exemple le plomb, le cuivre ou le fer, où les particules perdent l'essentiel de leur énergie, et d'un milieu actif (argon liquide ou polystyrène par exemple) où leur énergie peut être effectivement mesurée. L'énergie totale laissée par la particule dans le détecteur est alors extrapolée grâce à la fraction d'échantillonnage c'est-à-dire le rapport entre l'épaisseur de matière active traversée et l'épaisseur totale. Cette extrapolation est un désavantage pour la précision par rapport aux calorimètres homogènes qui ont une lecture directe de l'énergie.

La résolution en énergie d'un calorimètre est donnée par :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.4)$$

où a est le terme intrinsèque ou encore terme stochastique appelé aussi terme d'échantillonnage (si le calorimètre est à échantillonnage). Il dépend de la fraction d'échantillonnage. Il est dû aux variations statistiques de la forme de la gerbe électromagnétique. Ce terme est plus faible dans les calorimètres homogènes que dans les calorimètres à échantillonnage où l'énergie déposée dans la partie active du détecteur est plus faible.

b est le terme de bruit qui comprend le bruit électronique et le bruit d'empilement. c est le terme constant. Il est indépendant de l'énergie de la particule. Il comprend les non-uniformités dans la géométrie, les impuretés dans l'argon, les variations de température, les imperfections de l'étalonnage. C'est le terme qui domine à haute énergie.

Le système de calorimétrie est composé de 3 sous-détecteurs dont la géométrie est représentée sur la figure 2.14 :

- **Le calorimètre électromagnétique** qui mesure l'énergie des photons, électrons et positrons est composé d'un tonneau ($|\eta| < 1.475$) et de deux bouchons ($1.375 < |\eta| < 3.2$) chacun composé d'une grande roue ou roue externe ($1.375 < |\eta| < 2.5$) et d'une petite roue ou roue interne ($2.5 < |\eta| < 3.2$).
- **Le calorimètre hadronique** qui mesure l'énergie des jets, dont la gerbe n'est pas entièrement contenue dans le calorimètre électromagnétique, est composé d'un tonneau ($|\eta| < 1.7$) et de deux bouchons ($1.5 < |\eta| < 3.2$)
- **Le calorimètre avant** permet d'améliorer l'herméticité du détecteur en couvrant l'intervalle $3.2 < |\eta| < 4.9$

Le calorimètre électromagnétique, les bouchons du calorimètre hadronique et le calorimètre avant sont des calorimètres à échantillonnage dont le milieu actif est l'argon liquide. Le tonneau du calorimètre hadronique a lui pour milieu actif des tuiles scintillantes.

Le fonctionnement de ces trois sous-détecteurs est détaillé plus bas. En plus de ces trois détecteurs, un pré-échantillonneur a été placé devant le calorimètre électromagnétique jusqu'à $|\eta| < 1.8$. Son but est de mesurer la perte d'énergie des particules dans la matière avant leur arrivée dans le calorimètre. Les informations issues du pré-échantillonneur sont en particulier utilisées lors de la reconstruction de l'énergie des électrons (chapitre 5).

2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique a pour matière passive le plomb plongé dans de l'argon liquide à 89.3 K qui en constitue la matière active. Ce sont les électrons et les ions argon ionisés lors du passage des électrons et des photons secondaires qui, en dérivant sous l'effet de la haute tension, créent par effet capacitif un signal

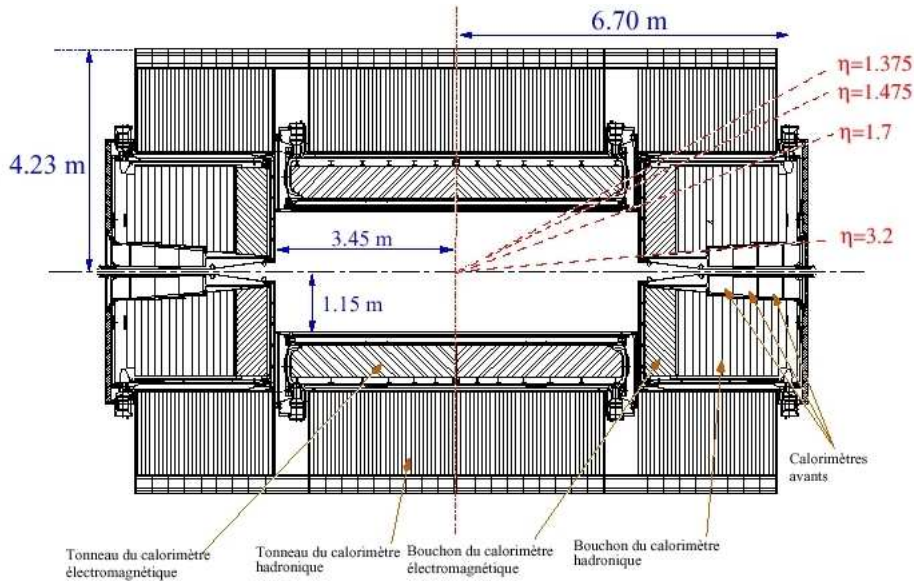


FIGURE 2.14 – Schéma du système de calorimétrie d'ATLAS

dans l'électrode de lecture. Le mécanisme de mesure de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique est développé dans le chapitre 3.

La profondeur du calorimètre électromagnétique permet d'arrêter totalement des photons et des électrons jusqu'à des énergies de ~ 1 TeV.

Le calorimètre électromagnétique profite de plus d'une excellente granularité que l'on peut voir sur la figure 2.15 et qui peut être visualisée sur le schéma des électrodes de la figure 2.16. La segmentation est à la fois transverse en η et en ϕ , et longitudinale puisque la géométrie présente trois épaisseurs successives selon r : on appellera par la suite ces couches premier, deuxième et troisième compartiments longitudinaux ou encore S1, S2 et S3 par ordre de rayons croissants. La granularité en η et ϕ du pré-échantillonneur et de chacun des compartiments longitudinaux est illustrée sur la figure 2.15. On peut remarquer que le calorimètre électromagnétique de CMS a une granularité moindre puisqu'il a deux fois moins de canaux que celui d'ATLAS. En particulier, les cristaux de CMS ne sont pas segmentés longitudinalement [32].

De cette haute granularité résulte un grand nombre de canaux de lectures : 175 000 pour le calorimètre électromagnétique seul, contre $\sim 50\,000$ pour la génération précédente de calorimètre à échantillonnage que représente D0. La segmentation longitudinale du calorimètre électromagnétique permet d'estimer les pertes d'énergies en aval du calorimètre, de la même façon que le pré-échantillonneur permet d'estimer les pertes en amont. Il sera montré dans le chapitre 5 que la reconstruction des électrons repose sur ces informations longitudinales.

D'autre part, sa granularité à la fois transverse et longitudinale permet au calorimètre de discriminer les électrons des jets. La fine segmentation du premier compartiment selon η permet également une séparation entre les π^0 et les photons. Ces informations sont utilisées lors du processus d'identification des électrons expliqué

dans le chapitre 5.

Enfin, cette haute granularité permet d'être très sensible à la forme géométrique des gerbes et à leur variation, ce qui a de multiples applications pour un calorimètre, dont l'évaluation de la matière en amont. Le chapitre 5 décrit une méthode utilisant les caractéristiques des électrons pour la cartographie de la matière.

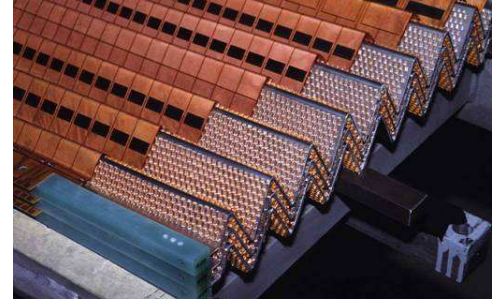
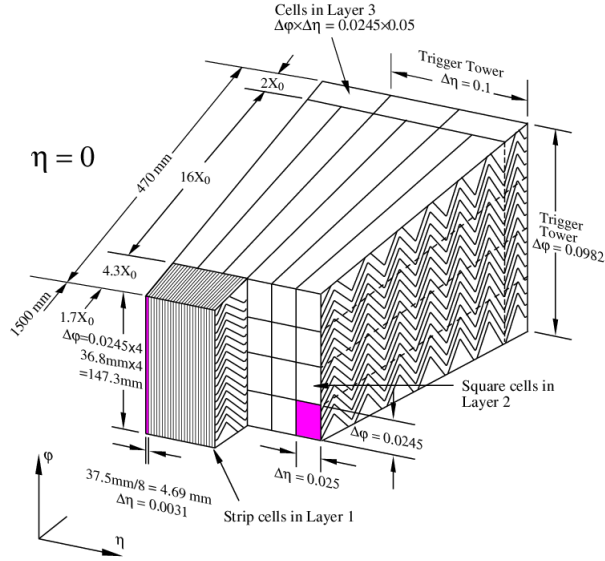


FIGURE 2.15 – Gauche : Schéma d'une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ du tonneau. Les différentes couches longitudinales sont visibles, ainsi que la granularité des cellules en η et ϕ dans chacune des trois couches. Une tour de déclenchement est aussi représentée sur ce dessin. Droite : Photo d'une électrode, plomb et espaceur du calorimètre électromagnétique

		Compartiment S1	Compartiment S2	Compartiment S3
Partie centrale	$ \eta \leq 1.35$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$1.35 \leq \eta \leq 1.4$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.4 \leq \eta \leq 1.475$	0.025×0.1	0.075×0.025	–
Bouchons	$1.375 \leq \eta \leq 1.425$	0.050×0.1	0.050×0.025	–
	$1.425 \leq \eta \leq 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.5 \leq \eta \leq 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$1.8 \leq \eta \leq 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.0 \leq \eta \leq 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.4 \leq \eta \leq 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.5 \leq \eta \leq 3.2$	–	0.1×0.1	0.1×0.1

TABLE 2.2 – Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\Phi$) du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

L'une des innovations du calorimètre électromagnétique d'ATLAS par rapport aux générations précédentes est sa géométrie en accordéon qui a été mise au point afin d'assurer une herméticité azimutale (selon ϕ) au détecteur. La figure 2.15 droite montre une portion de cet accordéon tandis que la figure 2.17 montre l'orientation

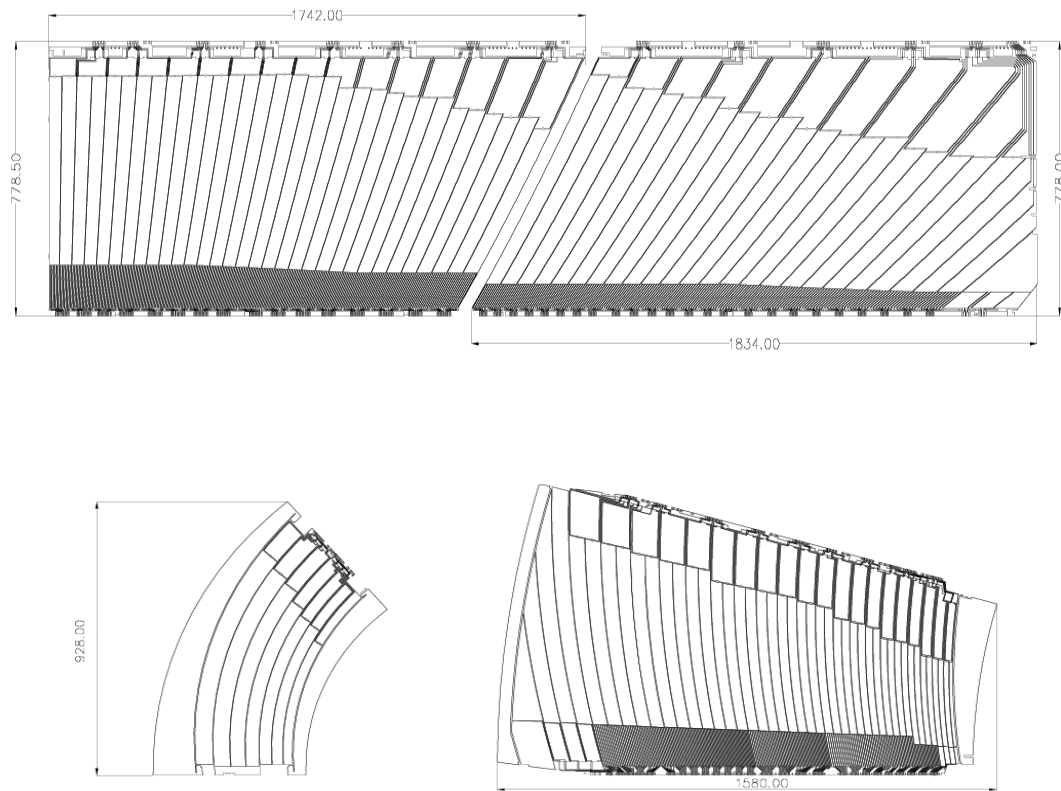


FIGURE 2.16 – Schéma des électrodes du tonneau (haut), et des bouchons (bas) comportant des roues interne (gauche) et externe (droite)

de l'accordéon dans le tonneau (gauche) et dans les bouchons (droite). En effet, pour respecter une uniformité du calorimètre, la géométrie en accordéon a été adaptée aux bouchons comme au tonneau. En conséquence, les cellules des bouchons du calorimètre ont une géométrie particulièrement complexe. En particulier l'angle de pliure de l'accordéon, la taille de l'interstice, la haute tension et les caractéristiques électroniques des bouchons varient plus que dans le tonneau, comme il sera montré dans le chapitre 3. Les bouchons du calorimètre électromagnétique demandent donc une attention toute spéciale lors de leur mise en œuvre, comme il sera expliqué dans le chapitre 4.

Le terme d'échantillonnage de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique d'ATLAS (voir équation (2.4)) est de l'ordre de 10% pour le tonneau et peut aller jusqu'à 20% pour certaines régions des bouchons. Le calorimètre de CMS, étant homogène, présente un meilleur terme d'échantillonnage : 3% pour le tonneau et 5% pour les bouchons [32]. En revanche, grâce à la stabilité de l'argon liquide et la maîtrise acquise par le passé de cette technologie, le terme de bruit du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est inférieur à 0.2% dans le tonneau et 0.35% dans les bouchons, contre 0.5% pour CMS. Le terme constant, qui domine à haute énergie, est inférieur à 0.7% pour ATLAS d'après les mesures en test faisceaux. Il a été mesuré égal à 0.5% lors des tests sur une partie des cristaux de CMS, mais un inter-étalonnage de la totalité des cristaux est nécessaire avec les premières données du LHC.

98.5% des 175 000 cellules du calorimètre électromagnétique sont opérationnelles (voir table 2.1).

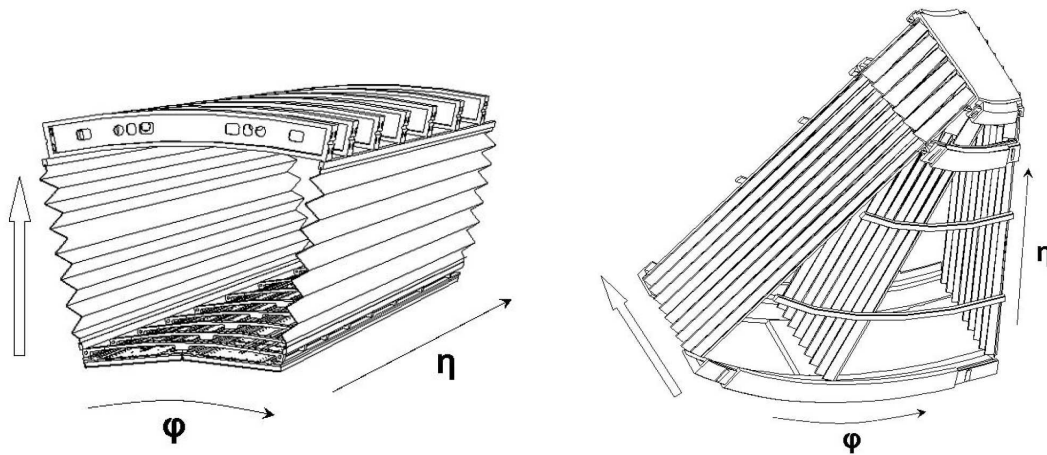


FIGURE 2.17 – Représentation de la géométrie en accordéon du tonneau (gauche) et des bouchons (droite) du calorimètre électromagnétique.

2.3.2 Le calorimètre hadronique

Le tonneau et les bouchons du calorimètre hadronique fonctionnent avec des technologies différentes. La partie centrale est un calorimètre à échantillonnage où des tuiles scintillantes à base de polystyrène tiennent lieu de milieu actif, et le fer

d'absorbeur. Le milieu passif permet à la gerbe hadronique de se développer, tandis que le matériau scintillateur, excité par le passage des particules issues de la gerbe, émet des photons proportionnellement à l'énergie de ces particules. La lumière est récoltée au bord des tuiles, amplifiée par des photo-multiplicateurs puis traduite en signal électrique. Ce fonctionnement est illustré sur la figure 2.18 qui représente un module du tonneau du calorimètre hadronique.

Les bouchons sont des calorimètres à échantillonnage cuivre-argon liquide. Ils fonctionnent comme le calorimètre électromagnétique mais les plaques sont planes et perpendiculaires à l'axe du faisceau (cf Figure 2.19). L'argon liquide a été choisi pour sa meilleure tenue aux radiations. Les radiations seront en effet plus importantes dans les bouchons, parties plus proches de l'axe du faisceau.

La granularité du calorimètre hadronique est donné sur le tableau 2.3.

		Avant	Milieu	Arrière
Tonneau	$ \eta \leq 1.0$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Extensions	$0.8 \leq \eta \leq 1.7$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Bouchons	$1.5 \leq \eta \leq 2.5$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.1×0.1
	$2.5 \leq \eta \leq 3.2$	0.2×0.2	0.2×0.2	0.2×0.2

TABLE 2.3 – Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\Phi$) du calorimètre hadronique d'ATLAS.

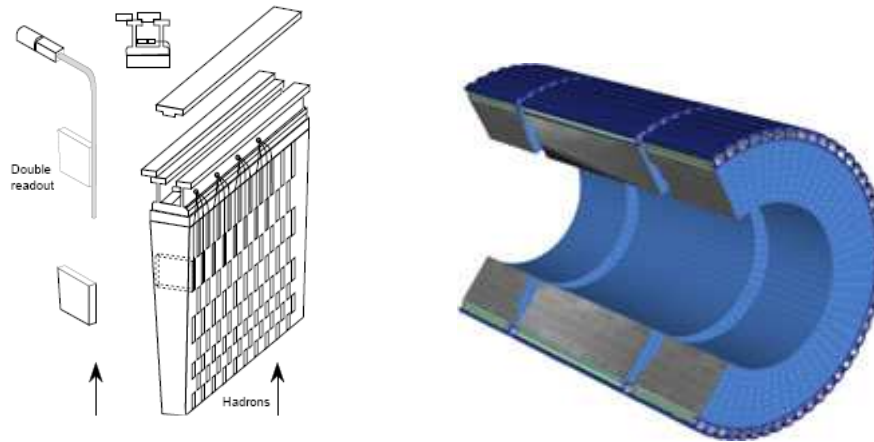


FIGURE 2.18 – Vue d'artiste du tonneau du calorimètre hadronique (droite) et représentation schématique d'un de ses modules (gauche)

La résolution en énergie des jets extrapolée des résultats obtenus en test faisceaux sur les π_0 donne $\sigma_E \sim \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$, ce qui est en accord avec les spécifications d'ATLAS.

97.3% des 9800 cellules du calorimètre hadronique tonneau et 99.9% des 5600 cellules des bouchons sont opérationnelles (voir table 2.1).

2.3.3 Le calorimètre avant

Le calorimètre avant a pour but d'améliorer l'herméticité du système de calorimétrie en assurant la couverture pour des grandes valeurs de pseudo-rapidités. Il se

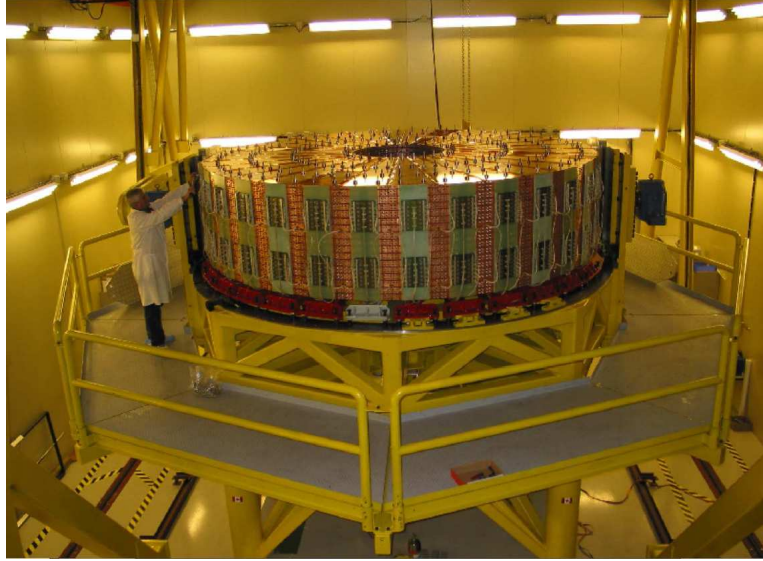


FIGURE 2.19 – Photo d'une roue des bouchons du calorimètre hadronique.

place entre les bouchons du calorimètre hadronique et le tube à vide pour couvrir la région $3.1 < |\eta| < 4.9$, comme illustré sur la figure 2.14. Il est composé de trois modules comme indiqué sur la figure 2.20 qui fonctionnent tous à échantillonnage, au cuivre pour le premier module et au tungstène pour les deux suivants. Le milieu actif est l'argon liquide, les calorimètres avant sont donc situés dans les cryostats des bouchons. Le premier module est dédié à la mesure de l'énergie des gerbes électromagnétique, et les deux suivants à la mesure de l'énergie des jets.

La géométrie du calorimètre avant est illustrée sur la figure 2.21. Les trois blocs d'absorbeurs métalliques sont percés parallèlement à l'axe du faisceau formant des tubes d'environ 5mm de diamètre. A l'intérieur de ces tubes se trouvent une électrode du même matériau maintenue au centre grâce à des espaceurs, le tout étant immergé dans l'argon liquide. La granularité est relativement grossière de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. En effet le calorimètre avant n'est pas dédié aux mesures de précision. Il sert plutôt à limiter les pertes d'énergie qui pourraient fausser le calcul de l'énergie transverse manquante.

Les 3500 canaux des calorimètres avants sont tous opérationnels (Table 2.1).

2.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est utilisé pour la mesure de l'impulsion transverse des muons. Il fait également partie intégrante du système de déclenchement.

La figure 2.22 explicite la structure du système dédié aux muons. Le spectromètre comporte quatre types de chambres qui fonctionnent avec des technologies différentes : ce sont les chambres à tubes à dérive (*Monitored Drift Tube*, MDT), les chambres à pistes cathodiques (*Cathode Strip Chamber*, CSC), chambres à plaques résistives (*Resistive Plate Chambers*, RPC) et les chambres à interstice fin (*Thin Gap Chambers*, TGC). Les deux premières chambres servent aux mesures de précision sur la trajectoire des muons. Les deux suivantes sont également utilisées dans

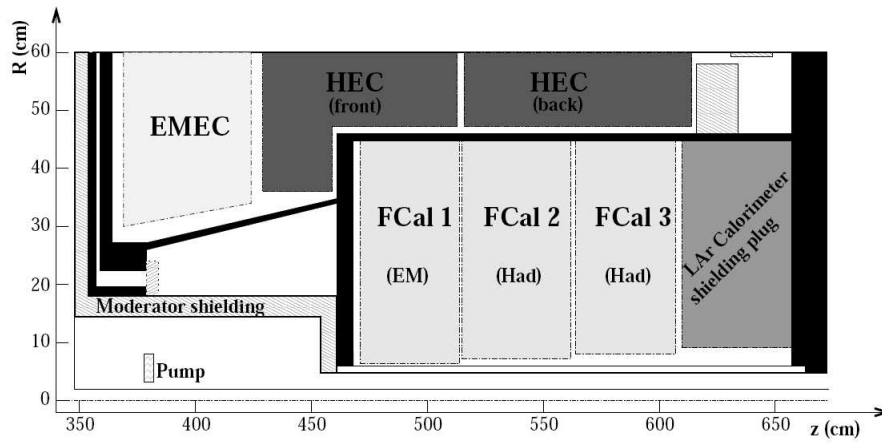


FIGURE 2.20 – Schéma des 3 modules du calorimètre avant ($FCal1$, $FCal2$ et $FCal3$) entourés des bouchons du calorimètre électroaagnétique (EMEC) et des deux modules des bouchons du calorimètre hadronique (HEC front et HEC back)

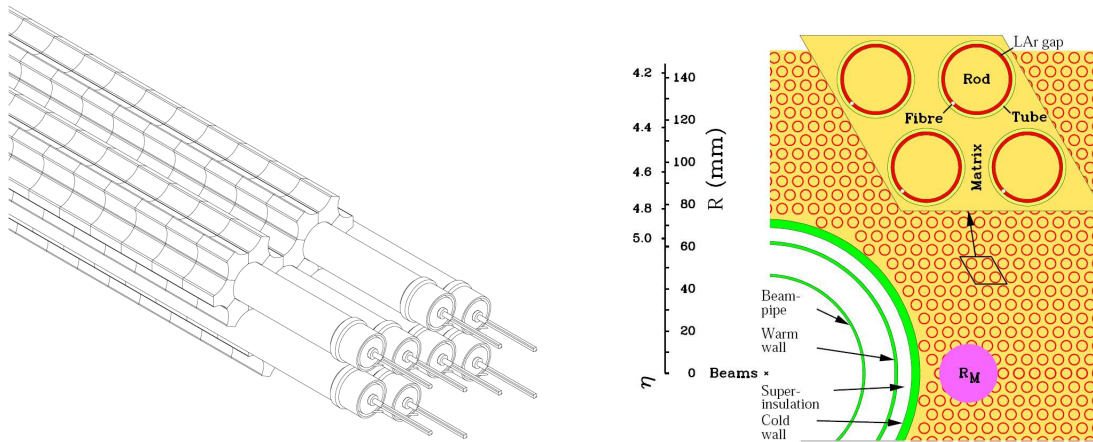


FIGURE 2.21 – Schéma de fonctionnement du calorimètre avant.

le système de déclenchement. Enfin, le sous-détecteur est plongé dans le champ magnétique généré par les aimants toroïdaux.

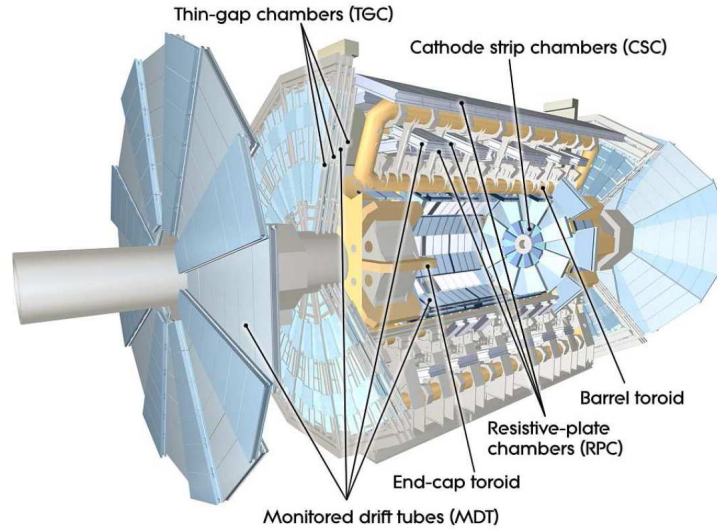


FIGURE 2.22 – Coupe longitudinale du spectromètre à muons

Les aimants toroïdaux génèrent un champ magnétique dans lequel le spectromètre à muons est intégralement plongé pour permettre la mesure de l'impulsion transverse des muons grâce à la courbure de leur trajectoire. Ils sont composés de huit aimants toroïdaux tonneau et seize aimants bouchons. La figure 2.23 gauche donne une représentation schématique de l'ensemble des aimants. La photo de droite qui montre l'insertion du tonneau du calorimètre dans la caverne donne une idée du gigantisme du système d'aimants toroïdaux. Les aimants toroïdaux du tonneau sont long de 25 m, leur rayon s'étend de 5 à 10 m en partant de l'axe du faisceau. Ils couvrent la région $|\eta| < 1.0$. Les aimants des bouchons ont un rayon externe de 5 m et sont placés sur des intervalles de pseudo-rapacité de $1.4 < |\eta| < 2.7$.

Les aimants doivent être refroidis à 4.5 K. Les aimants des bouchons partagent un cryostat, mais les aimants du tonneau ont chacun le leur.

Le champ magnétique généré peut atteindre 4 Teslas, mais il n'est pas uniforme. Ses variations spatiales sont connues avec une précision de 0.1% et régulièrement mises à jour grâce à 5000 sondes de Hall.

Les MDT, représentés sur les figure 2.22 et figure 2.24, comportent un tonneau ($|\eta| < 1.0$) et des bouchons ($1.0 < |\eta| < 2.0$). Ce sont des tubes à dérive en aluminium perpendiculaires à l'axe du faisceau et parallèles entre eux dont l'anode centrale est en tungstène-rhénium et contenant un mélange gazeux à base d'argon que les muons ionisent lors de leur passage. Les chambres du tonneau sont disposées de façon à former 3 cylindres de diamètres 5, 7.5 et 10 mètres. Les bouchons sont des disques disposés à 7, 10, 14 et 21 mètres du point d'interaction. Les MDT comptent ~ 350000 cellules de lecture. La résolution spatiale de chaque tube est de $80\mu\text{m}$ dans le plan $r-z$. Pour ne pas dégrader cette performance, le positionnement relatif des différentes cellules doit être inférieure à leur résolution intrinsèque. Pour cela un

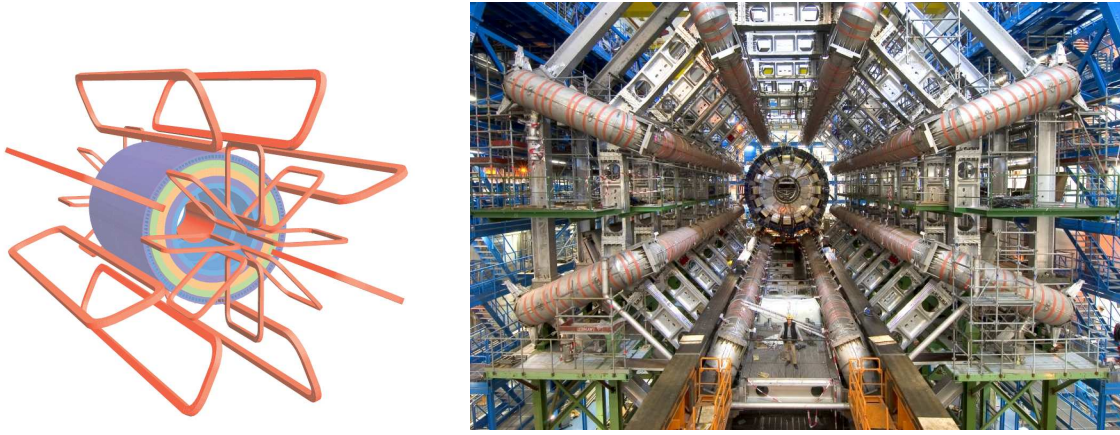


FIGURE 2.23 – *Gauche : Vue d'artiste du système d'aimantation d'ATLAS ; solénoïde, 8 aimants toroïdaux tonneau et les 16 aimants toroïdaux bouchons. Droite : Photo des aimants toroïdaux centraux en place dans la caverne d'ATLAS (octobre 2005).*

système optique basé sur des lasers permettra de vérifier en permanence la position de chaque cellule.

99.7% des 350 000 canaux des MDT sont opérationnels (Table 2.1).

Pour les régions à grandes pseudo-rapidités des bouchons ($2.0 < |\eta| < 2.7$), on utilise un deuxième type de chambres de détection sont les CSC (voir figures 2.22 et 2.24) : ce sont des chambres remplies d'un mélange gazeux et où des fils d'anodes sont perpendiculaires aux pistes de cathodes. La résolution spatiale est de $60 \mu\text{m}$ par point de mesure.

Les CSC comportent 31 000 canaux opérationnels à 98.5% (Table 2.1).

Les chambres à plaques résistives ou RPC (voir figure 2.22) assurent le déclenchement sur les muons dans le tonneau. Les chambres sont composées de deux plaques parallèles auxquelles on soumet une haute tension. Le mélange gazeux interstitiel est ionisé par le passage des muons. Le signal est récupéré par couplage capacitif sur les deux séries d'électrodes placées de part et d'autre des plaques. Les deux séries sont perpendiculaires, l'une lit les informations selon η , l'autre selon ϕ .

Pour déclencher sur les muons dans les bouchons, on utilise l'information transmise par les TGC (voir figures 2.22 et 2.24). Leur technologie est similaire à celle des CSC, mais elles utilisent un mélange gazeux différent, et l'espace anode-cathode n'est pas le même.

Les TGC permettent aussi de compléter l'information des MDT en donnant la position en ϕ .

Les RPC (resp. TGC) comportent 370 000 (resp. 320 000) canaux opérationnels à 97.3% (resp. 98.8%) comme indiqué dans la table 2.1.

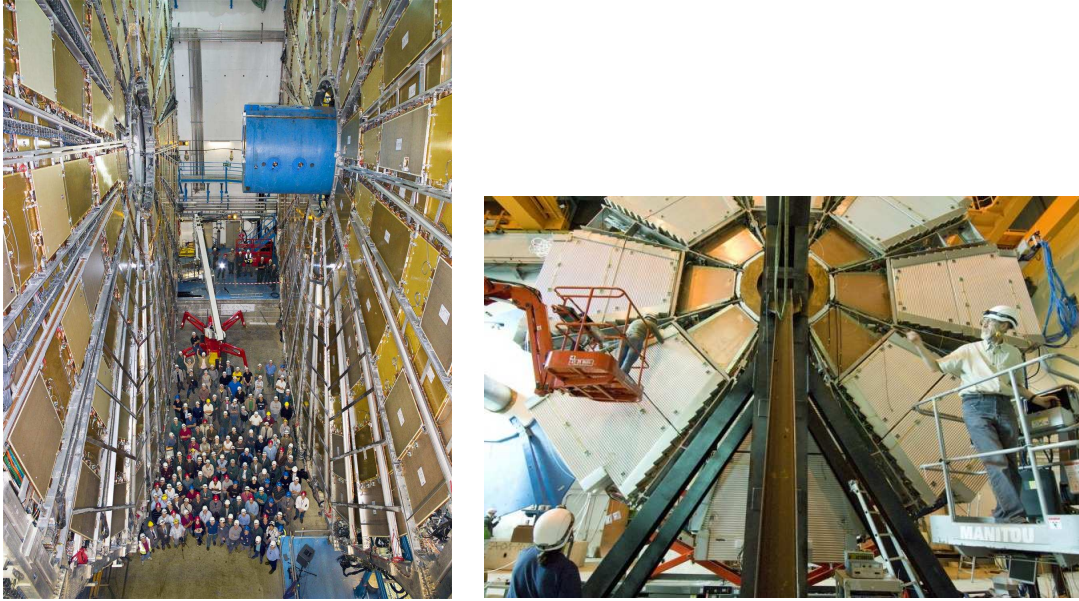


FIGURE 2.24 – *Gauche : Photo de bouchons de chambre à plaques résistives (TGC) à gauche et de chambre à tubes à dérive (MDT) à droite. Droite : Photo d'un bouchon de chambre à piste cathodique (CSC).*

2.5 Le système de déclenchement

En fonctionnement nominal, le LHC délivrera des collisions avec une fréquence de 40 MHz, c'est-à-dire que des collisions auront lieu toutes les 25 ns. Il serait donc impossible d'enregistrer la totalité des événements qui auront lieu dans ATLAS. D'autre part la plupart des interactions n'a pas d'intérêt pour la recherche de nouvelle physique car les processus que l'on souhaite observer sont par définition des processus rares (voir figure 2.1). La sélection et l'enregistrement des processus recherchés sont effectués par le système de déclenchement. Il s'effectue en trois étapes, les deux premières se faisant sur l'électronique située sur le détecteur et la troisième sur des processeurs situés dans une salle proches de la caverne. L'ensemble du système de déclenchement et d'acquisition des données est décrit sur la figure 2.25.

Le premier niveau du système de déclenchement est une sélection faite sur des informations grossières, comme l'énergie récoltée dans les calorimètres par des tours de déclenchement de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ou encore la détection d'un muon dans les RPC ou les TGC. Le nombre de canaux de lecture de chacun de ces sous-systèmes de déclenchement et leur proportion opérationnelle sont données dans la figure 2.1. On définit alors des RoI (*Regions of Interest*, régions d'intérêt) comme des régions où l'activité est particulièrement forte. La décision de garder ou de rejeter l'événement se fait électroniquement en moins de $2.5\mu s$. Pendant la décision, l'information sur la totalité des canaux est conservée dans des mémoires au niveau des cartes d'électronique frontale.

Lors de cette étape, le flux de données est réduit de 40MHz à 75kHz au maximum.

Les données sélectionnées sont ensuite transmises aux ROD (*Read Out Drivers*), à l'extérieur du détecteur.

Le niveau 2 de sélection utilise l'information des RoI et combine l'information des différents sous-détecteurs pour affiner la sélection grâce à des algorithmes sur ordinateurs. Les informations sont stockées dans des mémoires tampon appelées ROB (*Read Out Buffers*) pendant 1 à 10 ms. Le taux d'événements à la sortie du niveau 2 est inférieure à 1kHz.

Le dernier niveau du système de déclenchement est appelé le filtre d'événements. Il se base sur des algorithmes de sélection utilisant l'intégralité des informations des sous-détecteurs. Le taux d'événements à la sortie de ce niveau est inférieur à 100Hz. Les données sont alors enregistrées sur bande.

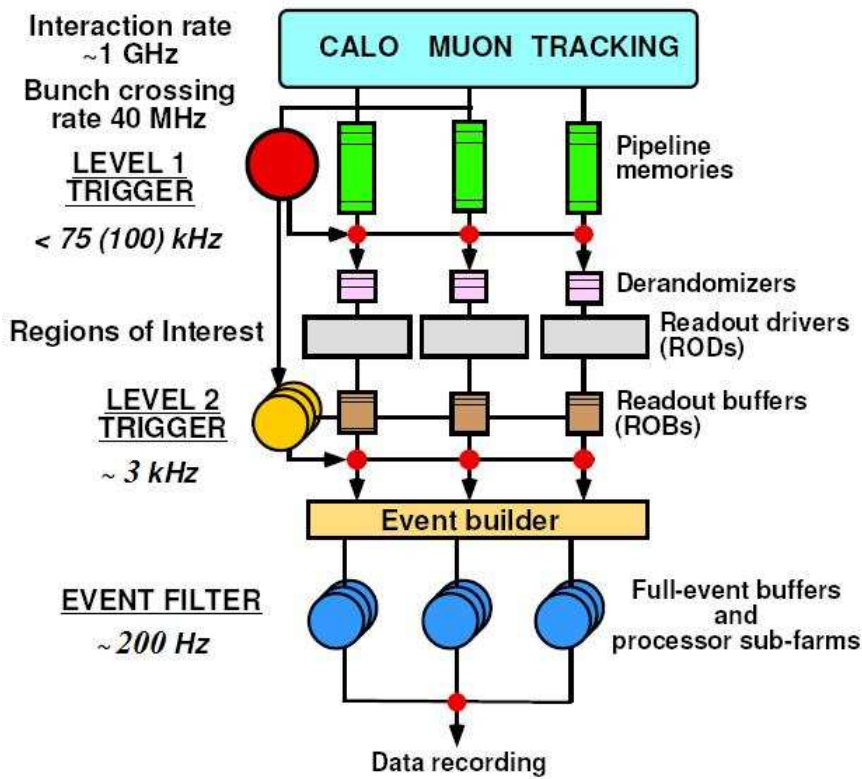


FIGURE 2.25 – Représentation schématique du système de déclenchement et d'acquisition des données d'ATLAS

2.6 Traitement informatique des données

Le traitement informatique des données et la problématique de leur distribution en vue de l'analyse par les physiciens du monde entier revêt une importance majeure dans le monde de la physique des particules. En particulier, c'est au CERN en 1989 qu'a été inventé le protocole d'échange *world wide web*. C'est également dans cette perspective qu'un nouveau développement appelé *la grille de calcul* a été mis en

place dans le but de faciliter le partage d'espace disque et de puissance de calcul. Cette partie a pour but de préciser les différents formats de données disponibles pour l'analyse des données de l'expérience ATLAS, ainsi que le fonctionnement de la grille de calcul.

Les données venant du détecteur, lorsqu'elles ont été filtrées par le dernier niveau du système de déclenchement (voir paragraphe 2.5) sont enregistrées dans des fichiers appelés RDO qui correspondent aux données brutes. Après leur reconstruction, les événements sont enregistrés intégralement dans des fichiers ESD tandis qu'un résumé d'informations selon les potentiels besoins des différentes analyses de physique sont enregistrés dans des fichiers AOD. Une sélection des informations nécessaires à l'accomplissement de l'analyse de physique spécifique est ensuite faite dans des fichiers DPD qui sont également mis en forme pour pouvoir directement être lus par ROOT qui est le logiciel le plus utilisé pour les analyses de physique des particules. Lors de ces différentes étapes, la taille des fichiers de données est ainsi considérablement diminuée. Les différents formats de données ainsi que leur taille sont résumés dans le tableau 2.4.

	RDO Raw Data Object	ESD Event Summary Data	AOD Analysis Object Data	DPD Derived Physics Data
Taille par événement	1.6MB	1MB	150kB	20kB
Quantité annuelle	1PB	600TB	90TB	10TB

TABLE 2.4 – *Modèle des données enregistrées par ATLAS dans le cas d'un taux d'évènement à 200Hz.*

Le modèle de calcul d'ATLAS est piloté par l'optimisation de l'emplacement des données dans l'objectif de les mettre en commun, et cela qu'il s'agisse de données de simulation ou de données venant du détecteur. C'est dans cette perspective qu'a été développé l'outil de la grille de calcul dont le fonctionnement est décrit ci-dessous.

Les différents nœuds de la grille sont classifiés selon leur rôle en quatre catégories appelées Tier-0, Tier-1, Tier-2 et Tier-3.

Le Tier-0 est par définition l'endroit où sont enregistrées les données juste après leur lecture à partir du détecteur. Il s'agit du site même de l'expérience, en l'occurrence le CERN. Son rôle est l'acquisition et l'archivage des données brutes ainsi que la distribution des données vers les Tier-1. C'est au CERN que sont enregistrés les RDO et que les ESD et AOD sont créés.

Les Tier-1 sont dédiés au stockage de masse ainsi qu'aux traitements et analyses des données intensives. C'est à partir des Tier-1 que les données sont ensuite transférées aux Tier-2. Chaque Tier-1 reçoit $\sim 10\%$ des ESD et des données brutes qui leur sont distribuées de manière aléatoire. Il y a dix sites de Tier-1 répartis parmi les pays membres de la collaboration. Ils se trouvent en Espagne, Italie, France, Hollande, Grande-Bretagne, Pays Nordiques (Suède, Norvège et Danemark), Allemagne,

Etats-Unis , Canada et Taiwan. Le Tier-1 français est le site de Lyon. Chaque Tier-1 est responsable de ce que l'on appelle un *nuage* d'analyse. Le Tier-1 alimente le nuage français qui comporte les laboratoires de France, Japon, Chine et Roumanie. C'est dans les Tier-2 que se font les simulations qui sont ensuite transférées aux Tier-1. Les Tier-2 sont les centres d'analyses pour tous les physiciens. Enfin, les Tier-3 sont des centres de développement d'analyses où ont lieu des études à plus petite échelle.

Les physiciens soumettent leur analyse de physique sur la grille de calcul. L'analyse est automatiquement envoyée dans un des centres de calculs où les données concernées ont été dupliquées. Le temps de calcul est minimisé par un traitement distribué des travaux.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est utilisé pour reconstruire et identifier électrons et photons, et mesurer leur énergie et leur position. Il contribue également à la mesure de l'énergie et de la position des jets et à celle de l'énergie transverse manquante [33].

En entrant dans le calorimètre électromagnétique, les électrons et les photons développent ce que l'on appelle des cascades ou gerbes électromagnétiques dont le mécanisme est expliqué dans la section 1. Les gerbes des photons et des électrons sont largement contenues dans le calorimètre électromagnétique et la majeure partie de l'énergie des particules incidentes est déposée dans les cellules du sous-détecteur par le biais des particules secondaires laissant des informations devant ensuite être lues et enregistrées.

Le signal lu par la cellule parcourt l'électronique froide, franchit les parois du cryostat rempli d'argon liquide, puis est ensuite amplifié, transformé et échantillonné avant d'être enfin enregistré sur bande. La chaîne de lecture des informations laissées dans les cellules du calorimètre est détaillée dans la section 2.

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS comporte 175 000 canaux. Pour permettre la reconstruction de l'énergie dans chacun d'entre eux, il est nécessaire de les étalonner, ce qui consiste à envoyer des signaux connus dans le circuit et à enregistrer la réponse de la chaîne d'électronique. Nous verrons que les performances de l'électronique d'étalonnage sont sous contrôle et qu'elles présentent une très bonne stabilité temporelle [34]. En revanche, la forme et la position d'injection des signaux de étalonnage dans le circuit ne sont pas les mêmes que pour les signaux de physique, ce qui représente le plus grand défi de la mise en œuvre du sous-détecteur. Le processus d'étalonnage, ses performances les plus récentes ainsi que la problématique de la prédiction de la forme du signal d'ionisation sont traités dans la section 3.

Enfin, le paragraphe 4 décrit la reconstruction de l'énergie dans une cellule du calorimètre. Une étude sur la qualité de la reconstruction de l'énergie dans les cellules est décrite dans le chapitre 4. L'étude des données cosmiques de 2007 et des premiers faisceau LHC de 2008 ont montré que la prédiction des formes des signaux physiques d'ionisation est décrite de manière satisfaisante. La reconstruction de l'énergie laissée dans le calorimètre par la particule incidente, c'est-à-dire l'énergie de toute la gerbe, combine les informations de plusieurs cellules. La reconstruction des électrons sera détaillée dans le chapitre 5.

1 Principe de détection

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage dont l'absorbeur est le plomb et le milieu actif l'argon liquide. Les particules traversent des épaisseurs successives de plomb et d'argon, mais laissent la grande majorité de leur énergie dans le plomb. En interagissant avec la matière, les particules développent une gerbe.

1.1 Développement des gerbes électromagnétiques

En entrant dans le calorimètre, les particules incidentes issues des collisions du LHC ont pour la plupart des énergies supérieures à la dizaine de MeV. A ces énergies, les modes d'interactions principaux des électrons/positrons et des photons avec la matière sont respectivement l'émission d'un photon dit de *Bremsstrahlung* (rayonnement de freinage) et la décroissance en paires électrons/positrons. C'est ce qu'indique la figure 3.1 en haut qui précise le mode dominant d'interaction des photons et des électrons/positrons avec le plomb en fonction de son énergie initiale. L'itération de ces processus, explicités sur la figure 3.1 en bas à gauche, crée une cascade de particules. La particule qui initie la cascade est la particule incidente, celle dont on veut mesurer l'énergie. Les particules créées dans le processus de cascade sont appelées particules secondaires. A chaque étape de la cascade, le nombre de particules est multiplié par deux. L'énergie des particules secondaires diminue en revanche au fur et à mesure que cette cascade, aussi appelée gerbe, se développe. Lorsque l'énergie des particules secondaires atteint quelques MeV, les interactions principales des électrons et des photons avec la matière deviennent respectivement l'ionisation, et l'effet photo-électrique. Ces deux interactions consistent à ce que la particule secondaire "utilise" une partie ou toute son énergie pour arracher un électron de la matière à son cortège électronique. Cette étape marque la fin de la gerbe. C'est l'énergie des particules secondaires ionisantes qui est mesurée dans le calorimètre.

Si la majorité de l'énergie de la gerbe est laissée dans le plomb, en revanche seule l'énergie laissée dans l'argon liquide est mesurée. L'énergie totale laissée par la gerbe en est ensuite déduite grâce à la fraction d'échantillonnage, soit le rapport de la longueur d'argon traversée par la longueur de plomb. Cette méthode induit un terme stochastique (ou terme d'échantillonnage) de la résolution en énergie (voir équation (2.4)) plus important à cause de l'incertitude sur la quantité d'énergie laissée par la gerbe dans le milieu passif.

1.2 Dépôt d'énergie dans une cellule

En passant dans l'argon liquide, les particules secondaires dont l'énergie est suffisamment faible (\sim MeV) ionisent lors de leur passage dans la cellule plusieurs atomes d'argon, comme illustré sur la figure 3.3 à gauche. L'argon liquide est soumis à une haute tension¹ qui fait dériver les électrons et les ions Ar^+ . Le déplacement

1. Cette haute tension vaut 2000 Volts dans le tonneau pour un interstice de près 2 mm, soit un champ électrique de 10 kV/cm. Elle est appliqué de manière indépendante de part et d'autre de l'électrode (voir le schéma de la figure 3.3 gauche), ce qui limite les risques de zones mortes pour la haute tension. La géométrie des bouchons étant plus complexe, cette haute tension n'y est pas

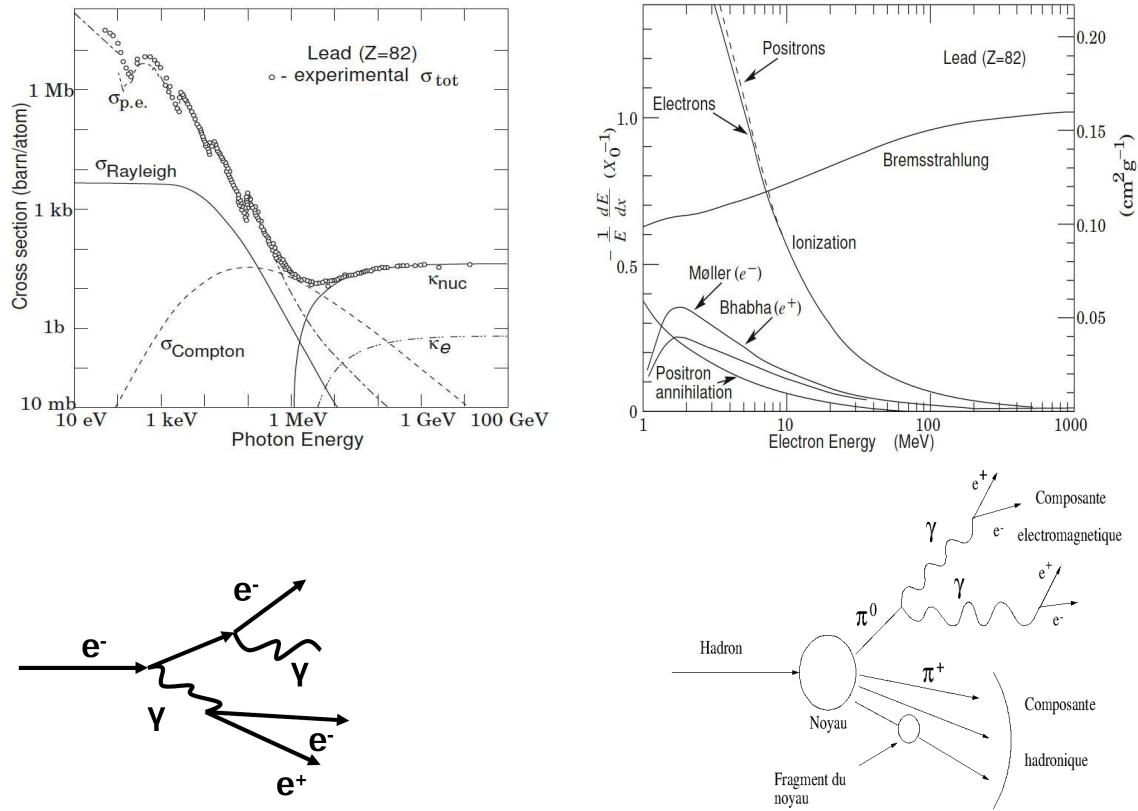


FIGURE 3.1 – *Haut : Mode d'interaction des photons (gauche) et des électrons (droite) avec le plomb en fonction de leur énergie. Le mode d'interaction principal des photons et des électrons à haute énergie ($E \gg 1\text{MeV}$) sont respectivement la désintégration en paires électron/positron (κ_{nuc}) et l'émission d'un photon de bremsstrahlung. A basse énergie, leur interaction principale sont respectivement l'effet photo-électrique ($\sigma_{\text{p.e.}}$) et l'ionisation. Bas : Schémas représentant le mécanisme d'une gerbe électromagnétique (gauche) et d'une gerbe hadronique (droite)*

des électrons et ions Ar^+ crée un courant dans l'électrode par un effet capacitif. Ce courant est un signal triangulaire, comme indiqué à droite de la figure 3.3. Le temps de montée du signal qui représente le temps de dérive des électrons est de l'ordre de la nanoseconde. Le temps de déplacement des ions argon est en revanche plus long que celui des électrons à cause du rapport de leur masse. Le temps de décroissance du triangle, appelé temps de dérive, vaut selon la taille de l'interstice d'argon, qui varie selon η dans les bouchons, entre 200 et 600 ns.

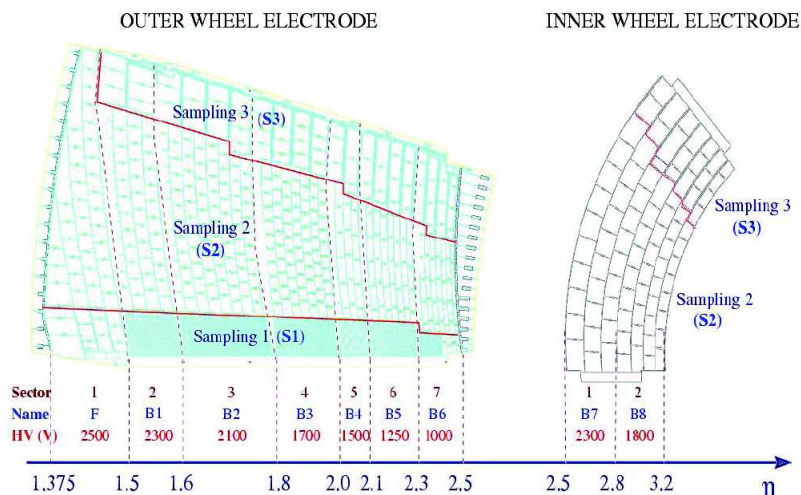


FIGURE 3.2 – Schéma des électrodes des grandes et petites roues du calorimètre électromagnétique bouchons avec indication des secteurs haute tension.

	Tonneau	Bouchons
Interstice (mm)	2.1	3.1 à 0.9
Angle de pliure (°)	70 à 90	60 à 120
Temps de dérive (ns)	470	600 à 200
dE/dX sampling fraction (%)	25 ou 28	30 à 14
Haute tension (V)	2000	2500 à 1000
Inductance L d'une cellule de S2 L (nH)	25 à 35	50 à 20
Capacitance C d'une cellule de S2 à froid C (pF)	1400 à 1900	1200 à 600

TABLE 3.1 – Caractéristiques géométriques et électriques des cellules du tonneau, et des grandes roues des bouchons.

2 Chaîne électronique de lecture

Suivant qu'elle se trouve dans le cryostat ou en dehors, l'électronique du calorimètre électromagnétique d'ATLAS s'appelle électronique froide ou chaude. Sur la

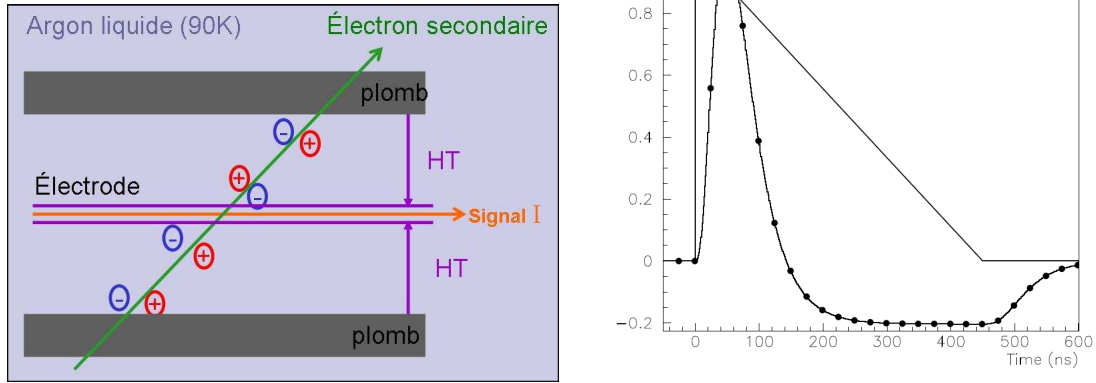


FIGURE 3.3 – Schémas représentant le mécanisme de la mesure de l'énergie dans une cellule du calorimètre électromagnétique. Gauche : ionisation des atomes d'argon au passage d'une particule secondaire, dérive des électrons et des ions Ar^+ sous l'effet d'une haute tension et récupération du signal sur l'électrode par effet capacitif. Droite : amplitude du signal récupéré par la cellule en fonction du temps. Superposition du signal initial triangulaire (dérive des électrons et des ions Ar^+), du signal remis en forme (courbe bipolaire), et son échantillonnage à 40 MHz (points toutes les 25 ns).

figure 3.4, la cellule du calorimètre est représentée symboliquement à gauche par un condensateur et le signal provoqué par le passage d'une particule secondaire dans ce condensateur par une flèche. Le signal triangulaire d'ionisation transite sur les pistes du détecteur jusqu'aux cartes sommatrices qui somment l'information des électrodes pour reconstituer les cellules en ϕ selon leur granularité. Les cartes mères sont connectées aux cartes sommatrices. Elles ont pour rôle de collecter les informations venant du calorimètre mais aussi de distribuer les signaux d'étalonnage. Enfin des cartes haute tension permettent d'amener la haute tension aux électrodes par le biais de câbles. Un schéma des secteurs haute tension dans les bouchons est représenté sur la figure 3.2. Toute l'électronique précédemment mentionnée se trouve dans l'enceinte du cryostat contenant l'argon liquide et dont la paroi est représentée schématiquement sur la figure 3.4.

Les signaux triangulaires d'ionisation venant de l'électronique froide transitent par le biais de traversées étanches jusqu'à l'électronique chaude. A la sortie du cryostat on peut trouver, fixées sur des châssis frontaux, les cartes d'étalonnage dont la fonction est décrite au paragraphe 3, et les cartes d'électronique frontale (Front End Board ou FEB) [35] qui traitent l'information lue dans les cellules du calorimètre et effectuent les opérations de pré-amplification, mise en forme du signal, amplification selon 3 gains et digitisation décrites ci-dessous :

► Préamplification

Le signal est en premier lieu pré-amplifié pour limiter l'influence du bruit électronique dans les étapes suivantes.

► **Amplification selon trois gains**

A ce stade, le signal (de courant) est amplifié selon un gain qui dépend de l'amplitude du signal. Si l'amplitude du signal est grande, le gain appliqué sera bas. Il sera moyen pour des amplitudes moyennes et enfin haut lorsque le signal est faible. Les rapports d'amplification sont respectivement de 1 :9.3 :93 pour les gains bas, moyen et haut. Ces trois gammes de gain permettent au final de couvrir des énergies allant de quelques MeV à quelques TeV.

► **Mise en forme**

L'intégrale du signal triangulaire c'est-à-dire le nombre de charges ionisées par le passage de la particule est proportionnelle à l'énergie laissée par la particule dans la cellule, de même que l'est l'amplitude maximale du courant récolté par l'électrode. Mais en fonctionnement nominal, le LHC délivrera des collisions toutes les 25 ns. En conséquence, les cellules du calorimètres seront susceptibles de recueillir les informations de plusieurs événements pendant le temps de dérive des ions argon, ce qui mène à un phénomène d'empilement du signal. La superposition de plusieurs signaux rendrait alors impossible la détermination du nombre de charges ionisées pour chaque événement pris séparément. Pour pallier ce problème, le signal passe par un circuit $CR - RC^2$ pour donner au final une forme bipolaire illustrée sur la figure 3.3 droite. Cette forme bipolaire présente deux avantages. Tout d'abord, toute l'information du signal est contenue dans sa partie positive. L'information a donc été obtenue en moyenne en 200 ns au lieu de 600 ns. Enfin, l'intégrale de la totalité de la courbe est nulle, ce qui assure la stabilité du niveau de base au lieu de sa dérive vers des valeurs positives lors du phénomène d'empilement.

Parallèlement à cette étape, les signaux venant des cellules sont sommés dans des tours de déclenchement de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et envoyés vers le premier niveau du système de déclenchement.

► **Échantillonnage**

Le signal est ensuite échantillonné à la fréquence des collisions (40 MHz) avant d'être stocké dans des mémoires analogiques (SCA) où ils attendront la décision du premier niveau du système de déclenchement qui interviendra en moins de $2.5\mu s$.

► **Numérisation et sélection du gain**

La valeur des échantillons est numérisée sur 12 bits par un convertisseur analogique-numérique (ADC). On obtient en sortie un nombre de *coups ADC* dont la valeur est comprise entre 0 et 4095. Pour choisir le gain adéquat, on considère le pic du signal de gain moyen dont le temps est déterminé par le déclenchement selon l'ajustement en temps défini dans la section 5. Selon la valeur de son amplitude par rapport aux deux seuils de 1300 et 3800 *coups ADC*, une puce électronique dédiée choisit le gain optimal. Cette comparaison est faite sans soustraction préalable des piédestaux, c'est-à-dire du niveau de bruit dans la cellule (voir paragraphe 3).

La limite supérieure en gamme d'énergie des gains bas, moyens et haut sont

respectivement aux alentours de 30 GeV, 300 GeV et 3 TeV.

Les échantillons numérisés sont ensuite acheminés par des câbles optiques en dehors de la caverne, jusqu'aux ROD (Read Out Drivers) où l'énergie sera reconstruite. La reconstruction de l'énergie est explicitée dans le paragraphe 4.

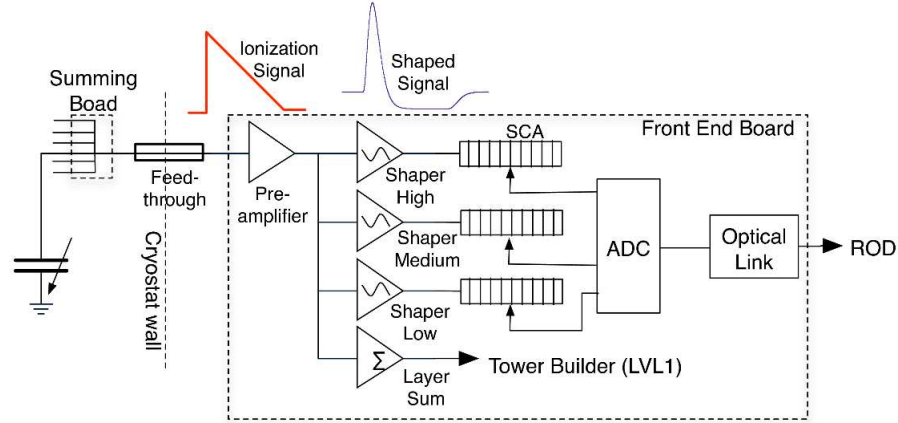


FIGURE 3.4 – Schéma de la chaîne électronique de lecture d'une cellule du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

3 Processus d'étalonnage

Un étalonnage efficace de tous les canaux est une étape primordiale pour optimiser les performances du sous-détecteur et permettre d'atteindre les objectifs de physique d'ATLAS. En effet, la méconnaissance de la chaîne d'électronique peut avoir une contribution importante dans le terme constant de la résolution en énergie du calorimètre. C'est pourquoi un système d'étalonnage a été mis en place pour vérifier la réponse de l'électronique de lecture. Le processus d'étalonnage consiste à observer la réponse de la chaîne électronique à un signal connu. Néanmoins l'étalonnage ne peut pas être parfait. Les deux principales sources d'inexactitude du système d'étalonnage sont :

- ▷ **La différence entre la forme du signal d'étalonnage et du signal d'ionisation.** Le signal d'ionisation a une forme triangulaire qu'il n'est pas possible de reproduire à l'identique en électronique. Le signal d'étalonnage fait l'approximation de la décroissance du triangle par une exponentielle décroissante :

$$I_{inj}^{cali}(t) = I_0^{cali} \cdot \theta(t) \cdot [(1 - f_{step})e^{-\frac{t}{\tau_{cali}}} + f_{step}] \quad (3.1)$$

où $\theta(t)$ est un échelon unitaire, τ_{cali} le temps caractéristique de l'exponentielle décroissante, et f_{step} est lié à la valeur résistive de l'inductance dans la carte

d'étalonnage. Le courant I_{inj}^{cali} est produit par un convertisseur numérique-analogique (DAC) de 17 bits. Le courant peut varier de 200 nA (amplitude comparable au bruit d'une cellule) à 10 mA (amplitude générée par un dépôt de quelques TeV). La non-linéarité du courant sur l'ensemble des cellules est inférieure à 0.1%.

- **La position du point d'injection du signal d'étalonnage.** Le signal d'étalonnage est injecté aussi près que possible des électrodes, au niveau de la carte d'électronique frontale. La figure 3.5 schématise le trajet des deux signaux par un circuit électrique. Le signal d'ionisation dépend des caractéristiques électriques de la cellule (capacité C), mais également de celles de la piste qui achemine le signal d'ionisation de la cellule à la carte d'électronique frontale (résistance r et inductance L). On définit les caractéristiques électroniques du circuit :

$$\tau_{rC} = rC, \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.2)$$

Le signal d'étalonnage partage en revanche avec le signal physique la chaîne de lecture (read out line), l'amplification et la mise en forme comme indiqué sur la figure 3.5.

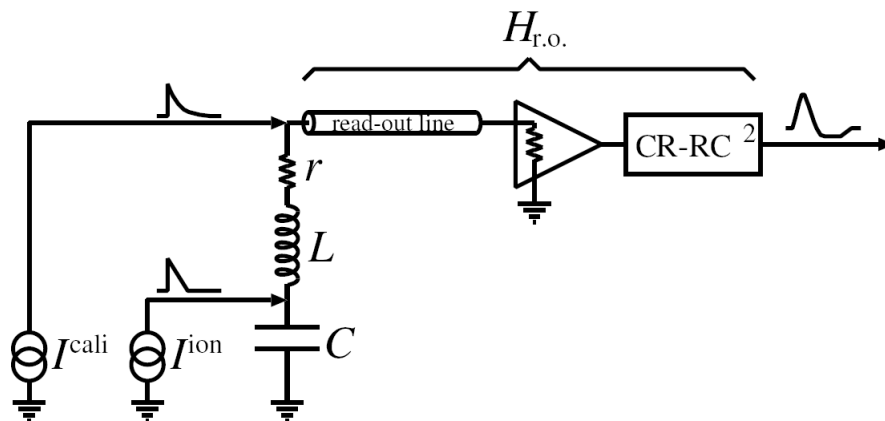


FIGURE 3.5 – Schéma simplifié du trajet des signaux d'étalonnage et des signaux d'ionisation dans la chaîne électronique de lecture

L'étalonnage se fait pour les trois gains. Il comprend trois types de mesures appelés les piédestaux, les rampes et les délais qui sont quotidiennement mis à jour.

► Piédestaux

Les piédestaux sont des prises de données sans signal d'étalonnage. Ils permettent une mesure de la valeur en coups ADC à vide en sortie de la chaîne d'électronique. Elle a été fixée aux environs de 1000 coups dans toutes les cellules afin de pouvoir observer le lobe négatif du signal mis en forme. Les piédestaux, comme toutes les mesures d'étalonnage électronique, présentent

une très bonne stabilité temporelle. Cette stabilité est déterminée en mesurant les variations des piédestaux par rapport à une valeur de référence définie pour chaque cellule. La moyenne sur 128 cellules est ensuite calculée pour chaque carte d'électronique frontale. La figure 3.6 gauche montre que la variation des piédestaux sur 6 mois de prises de données d'étalonnage correspond à une distribution gaussienne dont l'écart type est de l'ordre de 0.02 coups ADC, c'est-à-dire typiquement autour de 0.1 MeV pour le gain haut, et 1 MeV pour le gain moyen.

La valeur moyenne du piédestal dans la cellule doit être soustraite au signal avant la reconstruction de l'énergie.

Il est également possible de repérer les canaux problématiques à cause de valeurs anormales de piédestaux.

La figure 3.6 droite montre la variation relative du gain sur 6 mois de prises de données d'étalonnage en gain haut. Sa double structure s'explique par la présence à l'époque de la prise de données d'un délai dans l'ouverture d'interrupteurs placés sur les cartes d'électronique frontale par rapport au temps du début de la prise de données d'étalonnage [36], résultant en un changement d'impédance du circuit. Ce problème a été réglé à partir de mars 2010, date à laquelle la double distribution n'a plus été observée. Le RMS de la distribution, même en présence de ce problème, reste inférieur au pour mille.

La dispersion des piédestaux correspond au bruit électronique dans chaque canal de lecture. La figure 3.7 donne la mesure du bruit en fonction de $|\eta|$. Il se trouve autour de 30 MeV dans le pré-échantillonneur, 10 MeV dans le compartiment avant et 25 MeV dans le milieu et l'arrière.

L'étude de la corrélation entre les valeurs de dispersion du piédestal permet d'estimer la valeur du bruit cohérent qui peut être une source d'erreurs systématique dans la reconstruction de l'énergie. La valeur du bruit cohérent doit rester inférieure à 5% de la valeur du bruit incohérent pour éviter ces systématiques. L'étude des corrélations sur les piédestaux permet de cibler les cellules sujettes au bruit cohérent. Dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique, la mesure du bruit cohérent est de 2%, ce qui respecte la condition énoncée plus haut [34].

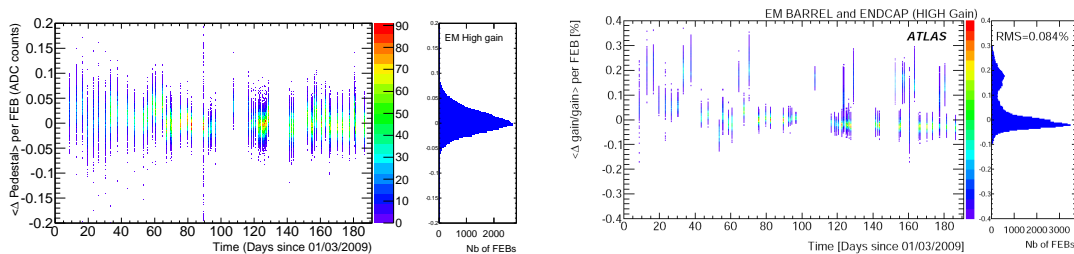


FIGURE 3.6 – Moyenne par carte d'électronique frontale (FEB) pour 6 mois de données en 2009 pris en gain haut de la valeur en coups ADC des piédestaux (gauche) et de la variation relative du gain (droite) [34].

► Rampes (mesure du gain de la cellule)

Les rampes sont des séries de données prises avec des valeurs croissantes d'am-

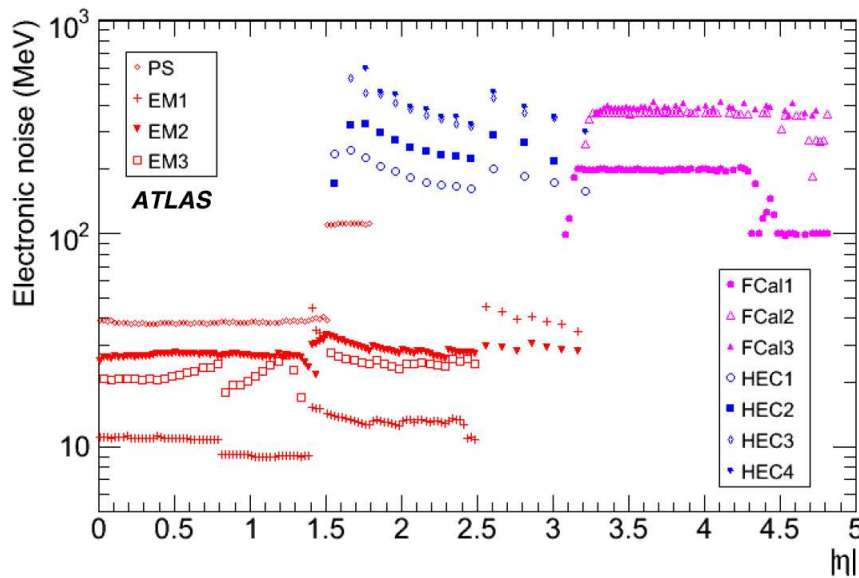


FIGURE 3.7 – *Bruit électronique mesuré dans le pré-échantillonneur (losanges rouges vides), le premier compartiment (croix rouges), le deuxième compartiment (triangles pleins rouges), et le troisième compartiment (carrés vides rouges) du calorimètre électromagnétique. Le bruit dans les autres régions du calorimètre fonctionnant à l'argon liquide sont indiqués : calorimètre avant (FCAL) en rose et bouchons du calorimètre hadronique (HEC) en bleu.*

plitude. La forme du signal utilisée est le signal exponentiel défini par l'équation (3.1). Injecté au niveau des cartes d'électronique frontale, il est traité de la même façon qu'un signal d'ionisation. L'objectif est d'établir une correspondance entre l'amplitude reconstruite en coups ADC et la valeur de DAC injectée, et ce dans tous les canaux et pour les trois gains. La pente de la droite obtenue en effectuant une régression linéaire sur la courbe de l'amplitude de sortie en fonction de la valeur de DAC est le facteur $F_{ADC \rightarrow DAC}$ utilisé pour la reconstruction de l'énergie du paragraphe 4. Il est aussi appelé gain de la cellule, qui n'est pas le même gain que les gains haut, moyen et bas appliqués au signal avant leur mise en forme. Sa valeur mesurée pour les trois compartiments longitudinaux en fonction de la pseudo-rapidity η est donnée sur la figure 3.

La stabilité du gain est vérifiée en regardant la différence relative du gain moyenné sur chaque carte d'électronique frontale. Elle est illustrée sur la figure 3.6 à droite pour ~ 1440 cartes d'électronique frontale en gain haut. La variation sur 6 mois ne dépasse pas les 0.3%. Ce résultat est aussi valable en gains moyen et bas.

Les gains, tout comme les piédestaux, montrent donc une bonne stabilité temporelle.

► Délais

Les délais ont pour but de déterminer précisément la forme du signal après

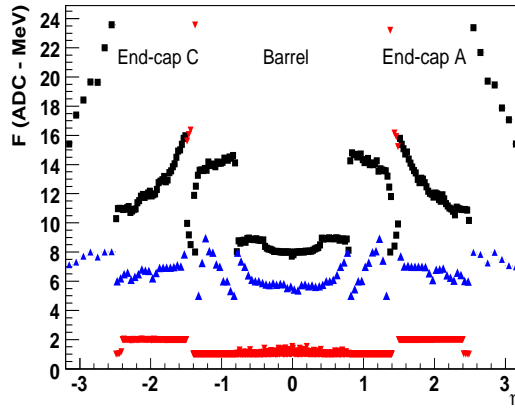


FIGURE 3.8 – Facteur de conversion $F_{ADC \rightarrow MeV}$ en fonction de η pour le compartiment avant ou S1 (triangle rouge pointe en bas), le milieu ou S2 (carrés noirs), et arrière ou S3 (triangles bleus pointe en haut). Tous les points sont moyennés sur ϕ .

mise en forme. Or l'échantillonnage ne délivre qu'un échantillon toutes les 25 ns. Pour compléter la forme, on envoie une série d'impulsions d'amplitude fixée, mais décalés à chaque fois d'une nanoseconde. Au bout de 25 itérations, la forme est connue à la nanoseconde près. On obtient alors une courbe de signal d'étalonnage.

C'est de la connaissance du signal d'étalonnage mis en forme que l'on déduit la forme du signal de physique qui est utilisée pour déterminer les coefficients de filtrage optimal utilisés dans la reconstruction de l'énergie.

4 Reconstruction de l'énergie

La reconstruction de l'énergie laissée dans la cellule se fait à partir des cinq échantillons autour du pic du signal remis en forme, et espacés de 25 ns les uns des autres. La détermination du temps et de l'amplitude maximum du signal n'est pas triviale, puisque l'échantillon avec la plus grande amplitude ne correspond pas a priori au pic du signal.

Pour déterminer l'amplitude maximale et le temps d'arrivée du signal on utilise une méthode dite de *filtrage optimal* qui se traduit par les équations suivantes :

$$A_{max} = \sum_{i=1}^n a_i (ADC_i - ped) , \quad A_{max} \Delta t = \sum_{i=1}^n b_i (ADC_i - ped) \quad (3.3)$$

- a_i et b_i sont des coefficients de filtrage optimal. Ils sont différents pour chaque cellule et chaque gain et nécessitent la connaissance du temps de départ du signal, des données d'auto-corrélation temporelle du bruit déterminée avec les piédestaux ainsi que la forme du signal de physique en sortie de la chaîne de lecture déterminée avec les délais. Leur détermination nécessite également la connaissance précise du temps de départ des signaux qui est fournie lors du fonctionnement du LHC suivant la méthode décrite dans la section 5. En l'absence de cette information, comme par exemple lors de la prise des données cosmiques ou des premières données faisceau du LHC, plusieurs lots de coeffi-

cients sont calculés : chacun pour un temps de départ ou phase espacé d'une nanoseconde (ou parfois de 3.125 ns). Dans ce cas, un seul de ces lots, choisi grâce à un χ^2 , est effectivement appliqué. C'est justement dans ces conditions que s'est déroulée l'étude sur la mise en œuvre du calorimètre décrite dans le chapitre 4.

- n est le nombre d'échantillons enregistrés, c'est-à-dire 5 en fonctionnement nominal.
- ADC_i est la valeur en coup ADC de l'amplitude de l'échantillon numéro i .
- ped est la valeur moyenne du piédestal de la cellule que l'on soustrait à la valeur de chaque échantillon
- Δt est l'écart entre le temps initialement supposé et le temps final.

Les coefficients dépendent donc de la forme prédite du signal de physique g^{phys} . Pour obtenir la forme issue d'un signal de physique, il faut prendre en compte les différences de forme et de point d'injection entre le signal d'étalonnage et le signal de physique. Deux principales méthodes existent pour déterminer la forme de physique g^{phys} . L'une de ces méthodes consiste à décrire analytiquement la propagation et la réponse de la chaîne de lecture en utilisant la mesure des caractéristiques électroniques du circuit [37]. On appelle cette méthode *First Principle Method* (FPM). L'autre méthode utilise la forme des signaux d'étalonnage g^{cali} pour obtenir la description de la propagation du signal, la réponse de la chaîne électronique de lecture et les paramètres décrivant les propriétés électroniques de la cellule [38]. Cette méthode, appelée *Response Transformation Method* (RTM), est la méthode standard d'ATLAS.

Dans ce dernier cas, la formule utilisée est la suivante :

$$g^{phys}(t) = g^{cali}(t) \times \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{(1 + s\tau_{cali})(st_{drift} - 1 + e^{-st_{drift}})}{st_{drift}(f_{step} + s\tau_{cali})} \right] \times \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{1}{1 + s^2 LC + srC} \right] \quad (3.4)$$

- $g^{cali}(t)$ est la réponse de la cellule au signal d'étalonnage obtenu avec les données de piedestaux.
- s est la variable de Laplace²
- Le premier facteur de transformée de Laplace traite la différence de forme entre les signaux d'étalonnage et d'ionisation. L'exponentielle du signal étalon est paramétrée par τ_{cali} , la constante de temps de l'exponentielle décroissante (voir équation (3.1)), et $f_{step} = (r_c + R_c/2)$ la fraction de la résistance totale. Le triangle du signal d'ionisation est caractérisé par t_{drift} , soit le temps de dérive des ions argon dans la cellule. Ce temps de dérive peut s'exprimer en fonction de la largeur de l'interstice g , la haute tension appliquée U et un facteur $b \sim 0.4$ mesuré lors des tests faisceaux. La mesure du temps de dérive a depuis été vérifiée avec les données cosmiques de 2008 [39].

$$t_{drift} = \frac{g}{V_{drift}} \sim \frac{g^{b+1}}{U^b} \quad (3.5)$$

2. La transformée de Laplace $F(s)$ d'une fonction f du temps est définie par $F(s) = L\{f(t)\} = \int_0^{+\infty} e^{-st} f(t) dt$

- Le second facteur de transformée de Laplace rend compte de la différence des points d’injection. Il prend en compte les caractéristiques électriques r , L et C du circuit que parcourt le signal d’ionisation entre la cellule et la carte d’électronique frontale, comme explicité sur la figure 3.5.

L’énergie laissée dans la cellule E_{cell} est proportionnelle à l’amplitude en coups ADC du signal remis en forme (A_{max}) déterminée dans l’équation (3.3) :

$$E_{cell} = A_{max} \times (F_{ADC \rightarrow DAC} \cdot F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot F_{\mu A \rightarrow MeV} \cdot \frac{M_{phys}}{M_{cal}}) \quad (3.6)$$

Le facteur de proportionnalité est composé de plusieurs contributions :

- $F_{ADC \rightarrow DAC}$ permet de passer du nombre de coups ADC de A_{max} à une valeur de tension d’étalonnage équivalente codée en valeur de DAC. Ce facteur est déterminé lors de la prise d’étalonnage de rampes (voir paragraphe 3).
- $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ est le lien entre la tension équivalente d’étalonnage et le courant qui lui est associé. Il se détermine en mesurant la valeur de la résistance d’injection R_{inj} à travers laquelle passe le signal d’étalonnage.
- $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ est le lien entre le courant et l’énergie déposée dans la cellule. Il a été calculé grâce aux données du test faisceau, et sera affiné grâce aux données (étalonnage de l’échelle absolue d’énergie avec le $Z \rightarrow ee$).
- $\frac{M_{phys}}{M_{cal}}$: ce facteur corrige de l’impact que la différence entre les signaux d’étalonnage et de physique ont sur l’amplitude.

Ces étapes de reconstruction de l’énergie sont effectuées dans les ROD (read out drivers). Ils délivrent donc la valeur de l’énergie dans chaque cellule.

5 Ajustement en temps

Comme il a été expliqué dans le paragraphe 2, un signal dans une cellule du calorimètre électromagnétique est constitué de 5 échantillons d’amplitude donnée en coups ADC, espacés de 25 ns les uns des autres. L’algorithme de reconstruction de l’énergie (paragraphe 4) est optimisé pour un signal ajusté en temps c’est-à-dire dont l’échantillon d’amplitude maximale est le troisième.

L’ajustement en temps du calorimètre électromagnétique s’effectue grâce à un retard programmable de chaque carte d’électronique frontale.

Le temps correspondant à l’amplitude maximale t du signal n’est pas le même pour les signaux étalons (t_{calib}) et pour les signaux de physique (t_{phys}). Il peut se décomposer en deux contributions : le temps qui s’écoule avant le début de la croissance du signal T_0 et la largeur moyenne du signal Δt entre le début du signal et son maximum.

Le délai T_0 est la contribution principale. Il est déterminé par la longueur des câbles (qui est différente pour les signaux d’étalonnage et les signaux de physique), et, dans le cas des signaux de physique, inclut des contributions de temps de vol des particules et de configuration du système de déclenchement.

Le temps des signaux dans chaque cellule se déduit du temps des signaux d'étalonnage qui sont ensuite moyennés par carte d'électronique frontale.

▷ **Temps des signaux d'étalonnage**

Les signaux d'étalonnage sont injectés au niveau de la carte électronique d'étalonnage et transitent dans les câbles d'étalonnage avant de faire le trajet qu'ils ont en commun avec les signaux de physique. Le temps de délai T_0 pour chaque carte d'électronique frontale (FEB) se détermine à partir de la longueur des câbles (L_{calib} , L_{phys}) et la vitesse de propagation du signal (v_{calib} , v_{phys}) :

$$T_0^{calib} = L_{calib} \times v_{calib} + L_{phys} \times v_{phys} \quad (3.7)$$

La comparaison entre la prédiction décrite ci-dessus et la mesure donne un accord meilleur que ± 2 ns entre les cartes d'électronique frontale.

Pour obtenir $t_{calib} = T_0^{calib} + \Delta t_{calib}$, on détermine le temps Δt_{calib} en faisant un ajustement de la forme du signal avec un polynôme du troisième ordre.

▷ **Temps des signaux de physique**

Le temps du signal d'ionisation est déterminé dans chaque cellule grâce à la formule suivante :

$$t_{phys} = t_{calib} - L_{calib} \times v_{calib} + TOF + \Delta TTC \quad (3.8)$$

où t_{calib} est le temps d'étalonnage défini plus haut, TOF est le temps de vol de la particule entre le vertex et le point d'arrivée dans la cellule, et ΔTTC est une correction globale utilisée pour aligner en temps les cartes d'électronique frontale. Ce délai est désormais également disponible cellule par cellule [40].

Le temps d'arrivée des signaux d'ionisation a été mesuré dans les données cosmiques et les données faisceau. Le délai de chaque carte d'électronique frontale, ainsi que le délai de chaque cellule est dérivé de ces mesures.

6 Etat du calorimètre en 2010

L'objectif de la mise en œuvre du calorimètre est de faire en sorte que le maximum de cellules fonctionnent avec les performances nominales, et que l'électronique soit en mesure de délivrer les informations de tous les canaux. Au long de la préparation et lors de la mise en fonctionnement du détecteur, un certain nombre de difficultés techniques peuvent malgré tout survenir. Les différents problèmes rencontrés ainsi que leur cause sont détaillés dans ce paragraphe où l'on précisera également leur solution, s'il est possible de réparer ou de pallier aux avaries.

- **Transmetteurs optiques (OTx)**

Le problème le plus préoccupant des calorimètres à argon liquide d'ATLAS est la perte progressive de plusieurs transmetteurs optiques à partir de la fermeture de la caverne pour le démarrage du LHC fin 2009. Ces transmetteurs optiques se trouvent dans une partie de l'électronique non accessible après fermeture de l'expérience. Leur mort empêche l'acheminement et donc la lecture

des informations venant du calorimètre. Chacun de ces transmetteurs optiques est relié à une carte d'électronique frontale. Leur rôle est de sérialiser les données venant des FEBs pour les transmettre aux ROD (Read Out Driver). Les transmetteurs optiques sont composés d'une mezzanine, le terme désignant un petit circuit électronique couplé par un connecteur à un petit émetteur laser VCSEL. C'est ce dernier élément qui est systématiquement à l'origine des pannes observées.

L'ensemble des calorimètres à argon liquide d'ATLAS comporte 182468 canaux dont 96% appartiennent au calorimètre électromagnétique. 1524 cartes d'électronique frontale assurent chacune le traitement de 128 canaux [35]. La perte d'un transmetteur optique représente donc la perte de 128 cellules.

Fin Juin 2010, 22 transmetteurs optiques sont hors d'usage, ce qui correspond à une perte de 1.5% des canaux du calorimètre électromagnétique. Chacune de ces zones mortes n'affecte qu'une des quatre couches longitudinales, ils n'induisent donc pas de zones mortes dans l'acceptance du calorimètre. Le nombre de canaux morts isolés est lui inférieur à 0.02%. Les canaux ne répondant pas à l'étalonnage représentent 0.04%. Certains canaux présentent un très haut niveau de bruit continu ou sporadique. Ils représentent 0.10% de la statistique.

En recherchant les causes de la mort des transmetteurs optiques, un lien a été établi entre le risque de perte et une largeur plus faible de leur spectre optique. Selon ce critère, 65 OTx sont dans la liste des transmetteurs à risque.

Il est possible de pallier cette avarie en récupérant l'énergie calculée par le système de déclenchement de niveau 1 et l'utiliser en l'absence des transmetteurs optiques.

- **Alimentations des hautes et basses tensions**

Sur la totalité des calorimètres à argon liquide 6.1% [34] des canaux ne sont pas à haute tension nominale, mais il n'existe pas de zones mortes pour la haute tension. Des facteurs de correction permettent de limiter l'impact des hautes tensions non nominales sur les mesures.

Les 58 alimentations basse tension sont opérationnelles.

La prise de données de collisions par le calorimètre électromagnétique s'est effectuée en 2010 avec 98.5% de canaux opérationnels. Ce résultat très satisfaisant, ainsi que la qualité des données recueillies, sont le fruit de plusieurs années de mise en œuvre lors des tests faisceau, des prises de données cosmiques et enfin des données faisceau et de collisions du LHC. Le travail de mise en œuvre du calorimètre électromagnétique ainsi que ma contribution à celui-ci sont le sujet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Mise en œuvre du calorimètre électromagnétique

La technologie à échantillonnage Plomb-Argon liquide avec laquelle fonctionne le calorimètre électromagnétique d'ATLAS bénéficie de l'expérience tirée des détecteurs de générations précédentes, ce qui représente un atout lors de sa mise en œuvre. Mais pour pouvoir soutenir le programme de physique ambitieux d'ATLAS, le calorimètre électromagnétique a été conçu avec une très grande granularité qui permet une identification des électrons et photons très efficace et un bon facteur de rejet des jets (voir chapitre 5). Mais cette granularité se traduit aussi par un grand nombre de canaux de lectures (175 000) qui sont l'objet d'un travail continu de mise en œuvre dont les principaux résultats sont rappelés dans le paragraphe 1.

L'une des problématiques principales de la mise en œuvre du sous-détecteur est la qualité de la reconstruction de l'énergie. Celle-ci dépend de plusieurs facteurs. On utilise d'une part les valeurs de piédestal, de bruit et de gain de chaque cellule qui sont déterminés avec les prises de données d'étalonnage présentées dans le paragraphe 3 du chapitre 3. Ces facteurs, mesurés très régulièrement, présentent une bonne stabilité temporelle, et leur impact sur la qualité de la reconstruction n'est pas dominant. Le dernier ingrédient pour la reconstruction de l'énergie est la forme du signal de physique prédite $g_{phys}(t)$ définie dans l'équation (3.4). Cette prédiction est déduite de la forme des signaux d'étalonnage $g^{cali}(t)$ qui diffèrent des signaux d'ionisation par leur forme et la position de leur point d'injection. Si cette prédiction est erronée, alors l'énergie reconstruite dans la cellule sera fausse. Il est donc fondamental de vérifier la qualité de la prédiction faite sur la forme du signal de physique en confrontant celles-ci à des données.

Dans ce chapitre, j'expliquerai comment j'ai participé à la première vérification de la qualité de la prédiction faite sur les signaux de physique avec les données cosmiques de 2007, puis avec les premières données faisceau du LHC en Septembre 2008 (aussi appelés *beam splash*). Les conditions de déclenchement et de sélection des données seront explicités dans le paragraphe 2. Pour comparer les formes des signaux de physique issus de données asynchrones aux prédictions, il a été nécessaire de mettre en place un algorithme de superposition qui sera décrit dans le paragraphe 3. La qualité de la prédiction a ensuite été évaluée quantitativement sur l'ensemble de la statistique grâce à un estimateur défini dans le paragraphe 4, et son impact sur le terme constant de la reconstruction de l'énergie en a été déduit. Enfin, les

conclusions de cette étude seront données dans le paragraphe 5.

On peut enfin remarquer que le travail de mise en œuvre décrit dans ce chapitre porte sur les performances intrinsèques du calorimètre. Celles-ci peuvent néanmoins être dégradées par la présence de matière en amont du sous-détecteur. Cette problématique est traitée dans le chapitre 5.

1 Contexte de l'étude

Le calorimètre a été l'objet d'un travail continu de mise en œuvre : avant sa mise en place dans le puits d'ATLAS grâce aux test faisceaux de 2004 à 2006, *in situ* avec les données cosmiques prises entre 2006 et 2009, et enfin avec les données LHC de Septembre 2008 et depuis le redémarrage de Novembre 2009.

1.1 Tests faisceaux (2004-2006)

La plupart des performances du calorimètre électromagnétique ont pu être testées à l'occasion de tests sous faisceaux. Ces tests ont eu lieu avant l'insertion du calorimètre dans la caverne d'ATLAS en 2006. Ils ont été effectués sur plusieurs modules représentant au final 15% du calorimètre, soit 4 modules sur 32 pour le tonneau et 3 modules sur 16 pour les bouchons. Le dispositif des tests faisceaux a été mis en place sur le site du CERN. Les lignes de faisceau du SPS ont été utilisées pour accélérer des protons jusqu'à une énergie de 450 GeV et les faire interagir avec une cible fixe permettant d'obtenir des faisceaux d'électrons et positrons, mais aussi de muons et hadrons dans une gamme d'énergie allant de quelques GeV à 300 GeV. Un cryostat contenant le module testé était placé sur une table tournante qui permettait de pivoter pour tester une à une toutes les cellules.

La non-uniformité globale dans le tonneau a été mesurée comme étant inférieure à 0.5%, et celle dans les bouchons inférieure à 0.7% [42]. La linéarité qui a été testée pour $\eta = 0.687$ est meilleure que $\pm 0.1\%$ [41]. Grâce à un ajustement des données, la résolution en énergie mesurée donne un terme d'échantillonnage de $a \sim 10\%\sqrt{GeV}$, ce qui est en accord avec la résolution requise. Le terme constant local a été mesuré égal à $c \sim 0.3\%$ dans le tonneau et $c \sim 0.5\%$ dans les bouchons [42]. Le terme constant global de la résolution en énergie peut-être estimé comme étant la somme quadratique du terme constant local et de la non-uniformité de la réponse du détecteur que l'on a vue inférieure à 0.7%. Il en a donc été déduit que le terme constant global était inférieur à 0.6% dans le tonneau et de l'ordre de 0.7% dans les bouchons. Ces résultats sont en accord avec les spécifications d'ATLAS. Les test faisceaux ont également permis d'obtenir des résultats sur la résolution angulaire et de position ainsi que sur la séparation γ/π^0 [43].

1.2 Mise en œuvre *in situ* (2006-2010)

La mise en œuvre *in situ* du calorimètre a pu se faire avec divers types de données :

- les données d'étalonnage qui ont donné lieu à des résultats très satisfaisants sur la stabilité de l'électronique du calorimètre. Ces résultats ont été évoqués

dans le chapitre 3

- les données de déclenchement aléatoire qui sont très utiles pour la mise en œuvre de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T reconstruite dans le calorimètre
- les données cosmiques et les données faisceau LHC qui ont été utilisées pour l'ajustement en temps, la mesure du temps de dérive, la vérification de l'uniformité, et enfin la qualité de la reconstruction du signal qui est l'objet de ce chapitre.

► Ajustement en temps

La méthode d'ajustement en temps lors de la reconstruction de l'énergie dans les cellules du calorimètre électromagnétique est détaillé dans le paragraphe 5 du chapitre 3. Le temps de chaque cellule est déduit du temps des signaux d'étalonnage, ils sont ensuite moyennés par carte d'électronique frontale, qui sont ajustées en temps les unes par rapport aux autres [44]. L'ajustement en temps a été testé avec les données cosmiques, les données de faisceau LHC (*beam splash*), puis les données de collisions. L'accord relatif en temps des différentes cartes d'électronique frontale entre elles a été mesuré inférieur à ± 2 ns. Il est illustré pour les données de collisions à 7 TeV sur la figure 4.1. Plus récemment, les délais cellule par cellule ont été mesurés [40].

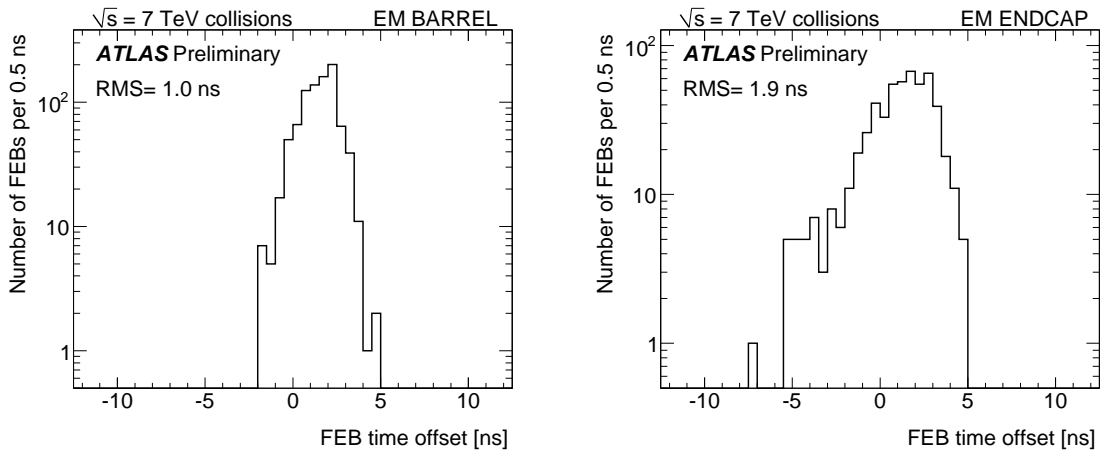


FIGURE 4.1 – *Distribution du décalage en temps relatif des cartes d'électroniques frontale ou FEB (moyenne sur les 128 canaux de chaque FEB) pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite) du calorimètre électromagnétique par rapport au temps moyen des FEB de la région $|\eta| < 0.4$. Résultat obtenu avec les données de collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV de 2010. Les mêmes figures existent désormais cellule par cellule [40]*

► Mesure du temps de dérive

La mesure du temps de dérive a pu se faire grâce aux données cosmiques de 2008 prises avec 32 échantillons (au lieu de 5 en fonctionnement nominal), comme l'illustre la figure 4.2. Cela permet d'avoir accès à la totalité de la forme bipolaire d'ionisation dont il est possible d'extraire le temps de dérive grâce à un ajustement aux données. Les temps de dérive extraits en utilisant les deux méthodes de prédiction de la forme d'ionisation, celle reposant sur l'étalonnage [38] et celle utilisant un modèle analytique [37], sont en bon ac-

cord [39] (voir chapitre 3 paragraphe 4).

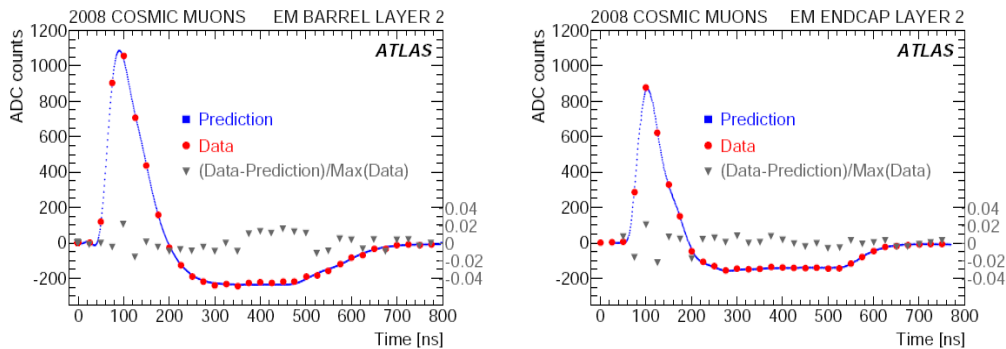


FIGURE 4.2 – Exemples de formes de signaux typiques enregistrés avec 32 échantillons pendant la campagne des cosmiques de 2008 illustrés pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite) du deuxième compartiment longitudinal. Les données (points rouges), et la forme prédite (carrés bleus) sont données en coups ADC en fonction du temps, les résidus (triangles gris), différence entre donnée et prédiction normalisée par l'amplitude maximale du signal, ont leur échelle à droite [34].

► Uniformité

Déjà estimée lors des tests faisceaux, l'uniformité a été réexaminée à la lumière des données cosmiques de 2008. Aucune non-uniformité n'y a été décelée, puisque la réponse du calorimètre selon η , moyennée selon ϕ est en accord au pourcent près avec les simulations Monte Carlo.

► Vérification de la prédiction de la forme du signal d'ionisation

La prédiction de la forme des gerbes a pu être vérifiée grâce aux données cosmiques et données faisceau du LHC. Les prises de données cosmiques de 2008 avec 32 échantillons ont permis de montrer que l'accord qualitatif entre données et prédictions est vérifié à $\pm 2\%$ sur l'intégralité des lobes positif et négatif du signal, comme l'illustre la figure 4.2 pour des signaux reconstruits dans le tonneau et les bouchons du compartiment principal (S2) du calorimètre électromagnétique. La vérification systématique de la prédiction de la forme du signal d'ionisation pour l'ensemble des canaux de lecture du calorimètre électromagnétique est le sujet de la suite de ce chapitre.

2 Données, déclenchement et sélection

2.1 Données cosmiques de 2007

Contexte

Les premières données issues de muons cosmiques furent enregistrées par le calorimètre électromagnétique d'ATLAS en Août 2006. Seules les régions du détecteur équipées de cartes d'électronique frontale, c'est-à-dire à peu près 6% du tonneau, purent enregistrer ces données. Les premières études sur le sujet se sont concentrées

sur les dépôts d'énergie laissés par des muons projectifs [45]. A partir de Mars 2007, non seulement la quasi-totalité du tonneau, mais également le côté A des bouchons¹ étaient en état de prendre des données tout au long de l'année 2007, rendant possible la première étude *in situ* de la reconstruction de l'énergie sur un domaine en pseudo rapidité de $-1.4 < \eta < 3.2$ couvrant à la fois le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique.

Pour cette analyse, les données utilisées ont été les photons de bremsstrahlung issus des muons cosmiques. Ce type de données comporte plusieurs avantages, le premier étant que la contrainte sur la projectivité des muons peut être assouplie, le second que les photons développent une gerbe électromagnétique dans le calorimètre, ce qui n'est pas le cas des muons. Le dépôt d'énergie des photons de bremsstrahlung était donc le type de donnée idéal pour tester plus en avant la chaîne de reconstruction de l'énergie. Ces données présentent en revanche des limitations en terme de statistique et de gamme d'énergie puisque l'émission de bremsstrahlung par les muons est rare et que l'énergie moyenne déposée dans le calorimètre est de ~ 1 GeV.

Déclenchement

A l'époque de la prise de données cosmiques de 2007, le système de déclenchement utilisant les chambres à muons n'était pas encore disponible. Un système de déclenchement dédié fut mis en place, utilisant les tours de déclenchement $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ du calorimètre hadronique. La condition de déclenchement était un dépôt d'énergie supérieur à ~ 1 GeV dans une tour de déclenchement à la fois en haut et en bas du calorimètre hadronique (en coïncidence). Un schéma de ce système de déclenchement est donné en figure 4.3. La statistique correspond à 150 000 événements (voir tableau 4.1) enregistrés en gain haut (le gain adapté aux basses énergies).

Date en 2007	Tuiles utilisées pour le déclenchement (Figure 4.3)	Evénements déclenchés ($\times 10^3$)	# de cellules avec E>500MeV (evts analysés)	
			Tonneau	Bouchons
29/06-07/07	EBA	11.2	0	490
06/09-09/09	LBA, LBC, EBA	71.4	1276	593
14/09-16/09	LBA, LBC, EBA	66.3	1775	373
Total	–	148.9	3051	1456

TABLE 4.1 – *Récapitulatif des conditions de prise de données : date, numéro de série, tours déclenchantes, nombre d'événements déclenchés, nombre de dépôts de plus de 500 MeV*

Reconstruction de l'énergie

La méthode de filtrage optimal (voir le paragraphe 4 du chapitre 3) a été utilisée pour la reconstruction des données cosmiques. Bien que les données cosmiques aient été enregistrées avec jusque 25 échantillons, la reconstruction de l'énergie en fonctionnement nominal ne demande que les informations des 5 échantillons autour

1. le côté C a été intégré à partir de Novembre 2007

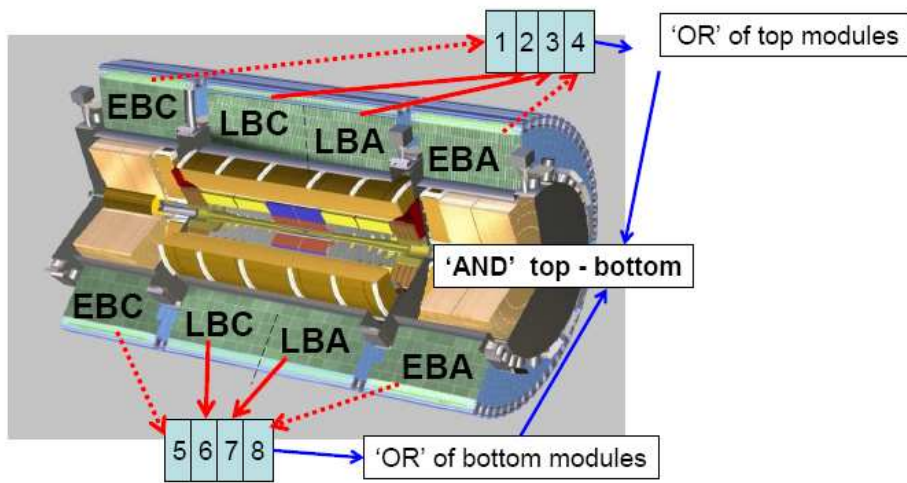


FIGURE 4.3 – Schéma du système de déclenchement utilisé pour les données cosmiques de 2007. Les différentes parties du calorimètre hadronique y sont représentée : le tonneau, côté négatif (LBC) et positif (LBA), les bouchons côté négatif (EBC) et positif (EBA). Le système se déclenche si au moins un module du haut et au moins un module du bas s'allument en coïncidence.

du pic du signal.

A l'époque de la prise des données cosmiques de 2007, le tonneau du calorimètre électromagnétique ne fonctionnait pas à haute tension nominale mais avec une haute tension réduite de 1600 V pour se protéger d'éventuelles instabilités dans la caverne. Les coefficients de filtrage optimal ont été adaptés pour rendre compte de cet état, et le facteur de conversion $F_{ADC \rightarrow MeV}$ (voir équation (3.6) et figure 3) a été divisé par 0.919. Les bouchons fonctionnaient eux à haute tension nominale.

Pour reconstruire l'énergie, les coefficients de filtrage optimal étant disponibles toutes les 1 ns, les équations (3.3) sont itérées jusqu'à ce que le critère de convergence $|\Delta t| < 1$ ns soit atteint, ce qui est le cas pour plus de 99% de la statistique. La plupart des cas pour lesquels la convergence échoue sont les signaux dont l'échantillon de plus grande amplitude est en première ou en cinquième position. Dans ce cas le signal est écarté de l'analyse.

Sélection

Pour ne pas perdre trop de statistique tout en éliminant un maximum de bruit, seuls les signaux avec une énergie supérieure à 500 MeV ont été analysés. D'autre part, les cellules délivrant plusieurs signaux pendant la même période de prise de données sont éliminées de l'analyse. En effet, étant donné la faible probabilité pour un muon cosmique d'émettre un photon de bremsstrahlung, les cellules allumées plusieurs fois pendant la même période de prise de donnée (~ 6 heures d'affilées) sont presque systématiquement des cellules bruyantes. Après ces sélections, la statistique disponible est de ~ 3000 cellules dans le tonneau et ~ 1500 dans les bouchons. La répartition de cette statistique sur le détecteur est représentée sur le figure 4.4. On peut constater que la statistique est supérieure sur un axe qui part de l'entrée du

puits en haut du détecteur ($\phi \sim 1.57$), et sort sur le côté diamétralement opposé, en bas du détecteur ($\phi \sim -1.57$).

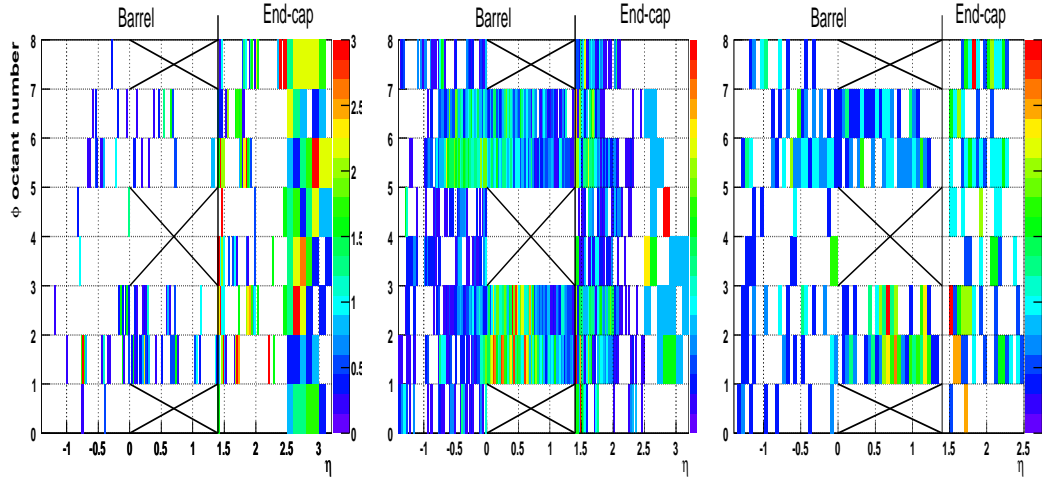


FIGURE 4.4 – Carte des cellules touchées en fonction de η et ϕ . L'échelle en ϕ est ici divisée en 8 modules, l'échelle en η regroupe plusieurs cellules. Les zones barrées correspondent aux régions où l'électronique n'était pas encore branchée lors de la prise de données.

La figure 4.5 donne la distribution de l'énergie laissée dans les cellules du tonneau et des bouchons. On constate que la majorité des signaux ont une énergie en dessous de 10 GeV pour une moyenne de 1.5 GeV. Dans le tonneau, 80% de la statistique est concentrée dans S2 tandis que S1 et S3 se partagent à peu près équitablement le reste de la statistique. Dans le bouchon, comme les muons cosmiques ne sont pas projectifs, les photons ne traversent pas les cellules selon leur profondeur mais dans le plan $\eta - \phi$. En conséquence, la statistique dans S2 ne représente plus que deux tiers du total.

On peut remarquer que contrairement à S2 et S3 où les cellules touchées sont généralement isolées, les cellules touchées dans S1 le sont en groupe, à cause de leur petite taille. Ce phénomène est illustré par la figure 4.6 où une gerbe de grande énergie ($E > 200$ GeV) allume plus de 50 cellules de S1.

2.2 Données sur faisceau LHC de 2008

Contexte

Les principales données enregistrées lors du démarrage du LHC fin 2008, appelées les données *splash*, sont 26 événements d'interaction entre le faisceau à l'énergie d'injection de 450 GeV et un collimateur situé 200 mètres en amont d'ATLAS (voir paragraphe 1.3 du chapitre 2). Un flux de particules de haute énergie, principalement des pions et des muons issus de l'interaction entre le faisceau et le collimateur a illuminé tout le détecteur ATLAS et déposé au total ~ 20 PeV d'énergie dans le

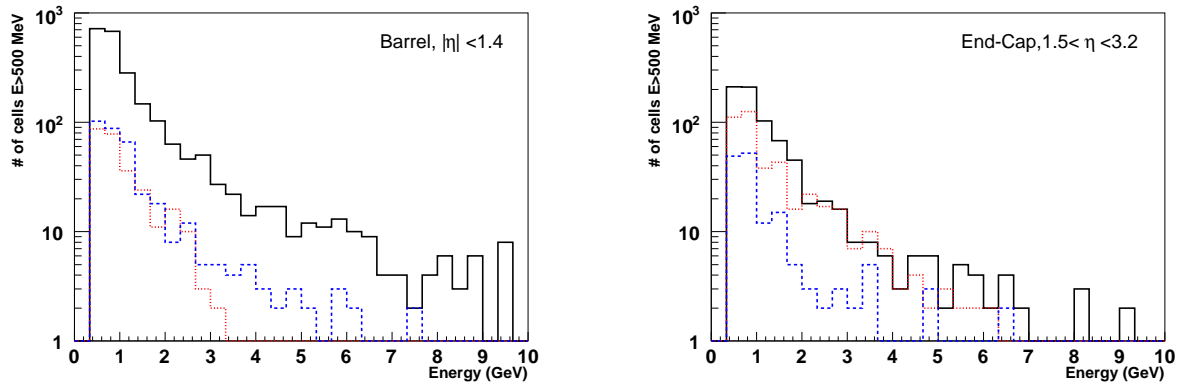


FIGURE 4.5 – *Distribution de l'énergie laissée par les données cosmiques analysées dans les cellules du tonneau (gauche) et des bouchons (droite) du calorimètre électromagnétique. Les compartiments longitudinaux $S1$, $S2$ et $S3$ sont représentés respectivement par les pointillés rouges, ligne noire et tirets bleus.*

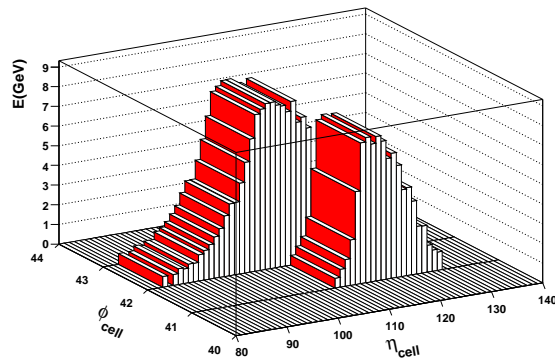


FIGURE 4.6 – *Illustration dans le plan $\eta - \phi$ de l'énergie laissée dans $S1$ par une gerbe de haute énergie ($> 200\text{GeV}$) aux alentours de $\eta \sim 1.8$.*

calorimètre électromagnétique dont la répartition dans les compartiments longitudinaux en fonction de η et ϕ est illustrée sur la figure 4.7 [46] où il est intéressant de noter que chaque point de couleur correspond à une cellule du calorimètre électromagnétique. Dans S1 et S3, certaines régions sont moins peuplées ce qui laisse apparaître une asymétrie entre le haut et le bas du détecteur. Cela résulte de l'asymétrie en ϕ des infrastructures du LHC, comme en particulier le matériel permettant de soutenir le tube à faisceau. Le flux de particules *splash* a ainsi rencontré plus de matière dans la partie basse du tunnel. La figure 4.7 met également en évidence une symétrie d'ordre huit en ϕ qui elle est due à la présence de la matière des aimants toroïdaux bouchons [47].

L'importante quantité d'énergie déposée ainsi que sa répartition quasiment uniforme sur l'ensemble du sous-détecteur font des données *splash* le banc d'essai idéal pour la vérification de la chaîne de lecture calorimétrique qui est l'objet de l'analyse décrite dans ce chapitre.

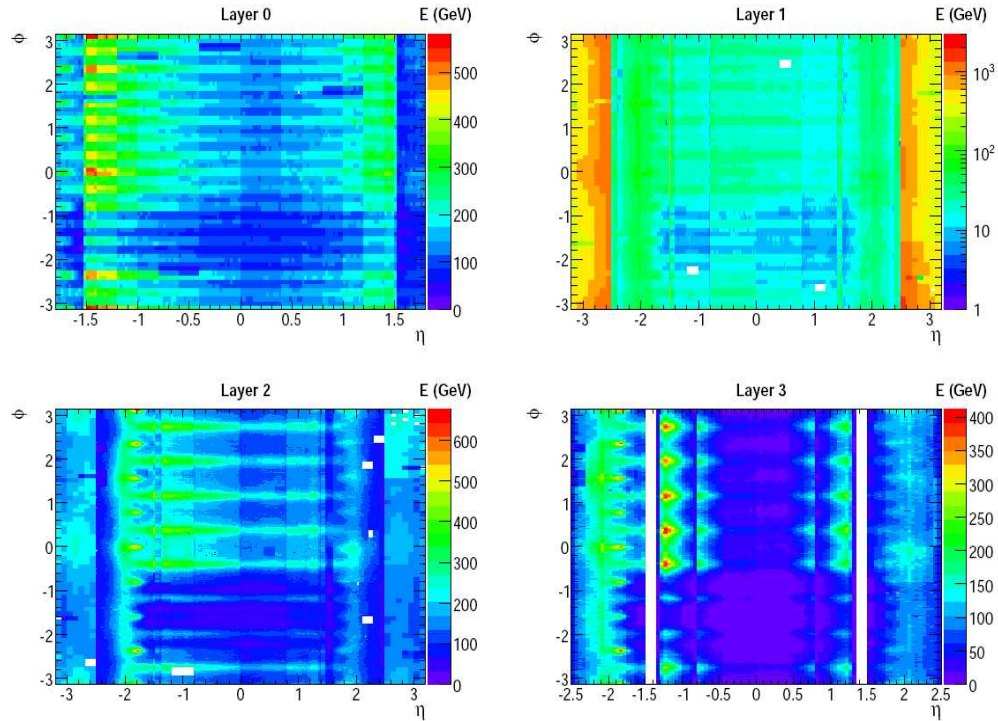


FIGURE 4.7 – Carte de la somme de l'énergie accumulée lors de la prise des données *splash* dans le pré-échantillonneur (Layer 0) et les trois compartiments longitudinaux (Layer 1, 2, 3) du calorimètre électromagnétiques en fonction de η et ϕ . Les zones blanches correspondent aux cellules non lisibles lors du démarrage du LHC en 2008. Les deux bandes blanches dans S3 sont les régions de transition entre le tonneau et les bouchons qui ne sont pas couvertes par le troisième compartiment [46].

Déclenchement

Le déclenchement sur les données *splash* est très différent de celui utilisé pour les cosmiques. Le faisceau circulant dans le tunnel du LHC, il a été possible d'utiliser le système de déclenchement prévu pour ATLAS appelé *BPTX* (*Beam Pick Trigger X*) dont le fonctionnement s'effectue grâce à un mécanisme électrostatique indiquant le passage du faisceau [48]. En suivant le rythme de cette horloge, les données ont été enregistrées en gain libre, c'est-à-dire en gain automatiquement adapté à l'amplitude du signal, comme lors du fonctionnement nominal du calorimètre.

Reconstruction de l'énergie

En Septembre 2008, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS était en mode de fonctionnement standard. La haute tension était appliquée à sa valeur nominale (2000 V dans le tonneau et de 1000 V à 2500 V dans les bouchons), sauf pour 1% des cellules qui présentaient des problèmes. L'intégralité des cartes d'électronique frontale fonctionnaient normalement, excepté pour 4 d'entre elles, soit 512 cellules, ou encore 0.3% du nombre total de cellules. Pour les données *splash*, 5 échantillons ont été enregistrés. Les coefficients de filtrage optimal, obtenus à partir de la forme du signal prédite, ont eux été calculés hors ligne toutes les 3.125 ns avec la méthode RTM (*Response Transformation Method*) [38] décrite dans le chapitre 3. Les équations (3.3) ont alors été itérées jusqu'à ce que le critère de convergence $|\Delta t| < 3.125$ ns soit respecté. Le cas échéant correspondant à une prise de donnée mal ajustée en temps (2.5% de la statistique), ces signaux sont écartés de l'analyse. L'amplitude du signal reconstruite avec la méthode de filtrage optimal est ensuite convertie en énergie grâce à l'équation (3.6). Le facteur global permettant de passer des coups ADC aux MeV, et comprenant tous les intermédiaires explicités dans l'équation, se note : $F_{ADC \rightarrow MeV}$ (voir figure 3). Dans la suite de ce chapitre, et contrairement aux conventions habituelles, les deux compartiments de la roue interne sont appelés S2 (compartiment milieu) et S3 (compartiment arrière) à cause de leur ressemblance géométrique et électronique respective avec les roues externes du même nom.

Sélection

Le domaine en pseudo-rapacité le plus adapté aux mesures de précision est $|\eta| < 2.5$. Mais pour vérifier le bon fonctionnement de la roue interne, nous avons étendu l'analyse au domaine $2.5 < |\eta| < 3.2$. Les deux régions de transition entre le tonneau et les bouchons ($1.4 < |\eta| < 1.5$) étant des régions où les incertitudes liées à la reconstruction ne sont pas dominantes, elles ont aussi été retirées de l'étude. Dans un premier temps, pour s'affranchir des fluctuations de la reconstruction dues au bruit, une énergie minimale de 500 MeV est requise. Enfin, pour décorrélérer l'étude de la qualité de la reconstruction du signal d'autres effets pouvant être dus à un niveau de bruit trop élevé ou à une réponse anormale, les cellules officiellement étiquetées comme défaillantes sont retirées de l'étude. Approximativement 600 cellules figuraient alors sur cette liste, soit quelques pour mille du nombre total de cellules.

La table 4.2 recense le nombre de cellules touchées au moins une fois après chaque étape de la sélection. Même après la sélection, toutes les cellules du calorimètre

électromagnétique sont touchées au moins une fois, sauf 1% dans S2 et S3 et 6% dans S1, comme illustré sur la figure 2.2 où chaque point de couleur correspond à une cellule du calorimètre électromagnétique. De plus, et contrairement à la situation des données cosmiques où les cellules du calorimètre étaient touchées au plus une fois, on peut voir sur la figure 2.2 que chaque cellule enregistre en moyenne 26 fois des signaux supérieurs à 500 MeV, ce qui correspond au nombre d'événements dans la période de prise de données analysée. Au total, 3.5 millions de signaux sont disponibles pour l'analyse.

Compartiment	S1 *	S2 *	S3 *	Tout
Total	86400	52608	24960	163968
+ Coupure $1.4 < \eta < 1.5$	84352	50048	24960	159360
En fonctionnement	83968	49920	24960	158848
+ $ \Delta t < 3.125$ ns + $E > 500$ MeV	78995 (94.1%)	49907 (100%)	24627 (98.7%)	153529 (96.7%)
+ Retrait des canaux problématiques	78762 (93.8%)	49545 (99.2%)	24564 (98.4%)	152871 (96.2%)

TABLE 4.2 – *Nombre de cellules touchées par les données splash suivant leur compartiment longitudinal dans le calorimètre électromagnétique après les différentes étapes de sélection. Le pourcentage entre parenthèses correspond au nombre de cellules sélectionnées par rapport au nombre de cellules en fonctionnement. Contrairement à la convention utilisée dans ATLAS, les deux compartiments de la roue interne sont appelés S2 et S3.*

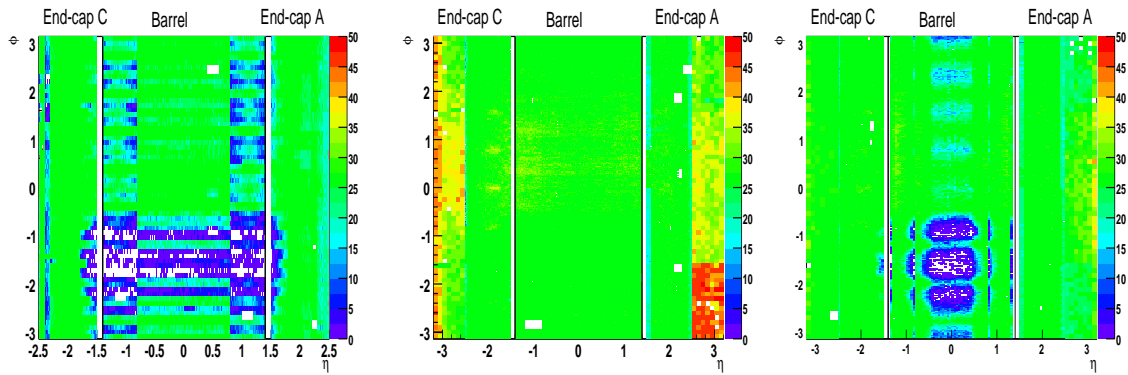


FIGURE 4.8 – *Carte du nombre de signaux par cellules en fonction de η et ϕ pour S1 (gauche), S2 (centre) et S3 (droite) après application des critères de sélection. Chaque point de couleur correspond à une cellule du calorimètre électromagnétique.*

La figure 4.9 donne la distribution de l'énergie des signaux sélectionnés dans les trois compartiments longitudinaux pour le tonneau à gauche et les bouchons à droite. Le calorimètre ayant été traversé de part en part par un flux de particules, l'énergie laissée dans une cellule est directement proportionnelle à son volume. L'énergie laissée par cellule est donc plus grande dans S2, S3 et enfin S1. Comparativement à la situation des cosmiques, le spectre en énergie a été élargi puisque l'énergie des

signaux peut atteindre jusqu'à 70 GeV. On peut toutefois noter que plus de 99% des signaux ont été enregistrés en gain haut.

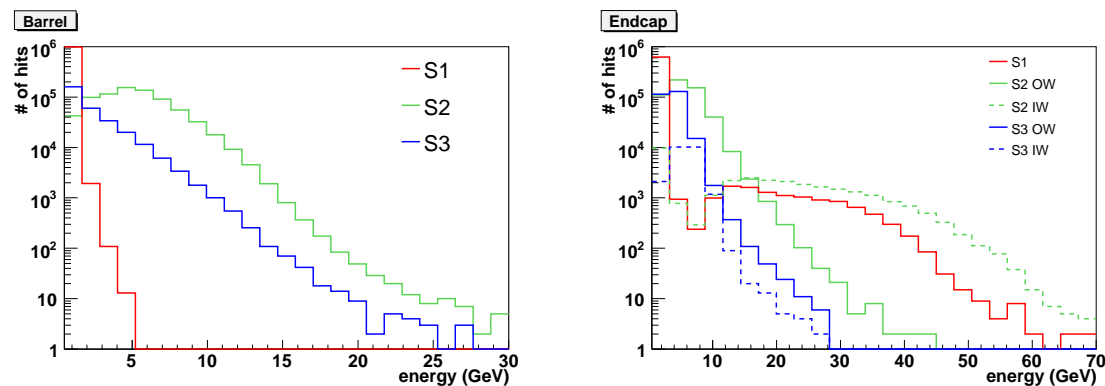


FIGURE 4.9 – *Distribution de l'énergie laissée dans les cellules du tonneau (gauche) et des bouchons (droite) du calorimètre électromagnétique. Les compartiments longitudinaux S1, S2 et S3 sont représentés respectivement en rouge, verte et bleu. Les roues internes ($|\eta| < 3.2$) sont représentées en pointillés. On rappelle que les deux roues internes sont dénommées respectivement comme appartenant à S2 et S3.*

S'il a été historiquement intéressant de vérifier le bon fonctionnement du calorimètre électromagnétique avec les données cosmiques de 2007, il est néanmoins indéniable que l'analyse des données faisceau obtenues lors du démarrage du LHC a apporté beaucoup plus d'information sur la qualité de la reconstruction. Avec une statistique de 26 signaux d'énergie supérieure à 500 MeV dans 99% des cellules de S2, et des événements avec une énergie moyenne cinq fois supérieure à celle des données cosmiques, les données faisceau de septembre 2008 constituent le parfait banc d'essai pour quantifier la qualité de la reconstruction dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS. C'est pourquoi seuls les résultats des données faisceaux seront donnés dans le reste de ce chapitre.

3 Vérification de la forme des signaux d'ionisation

Nous avons vu dans le paragraphe 4 du chapitre 3 que la connaissance de la forme du signal d'ionisation dans chaque cellule est une condition nécessaire à la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique. On obtient une prédiction $g_{phys}(t)$ de la forme de ce signal à partir de la forme des signaux d'étalement $g^{cali}(t)$ (équation (3.4)). L'objet de ce chapitre est de vérifier que les formes prédites utilisées pour la reconstruction de l'énergie correspondent à la forme des signaux d'ionisation issus de données. La façon la plus conceptuellement simple de vérifier l'accord entre les prédictions et les données est de superposer les formes des deux signaux. Cette superposition permettra une évaluation qualitative puis quantitative de leur accord grâce au calcul d'un χ^2 (voir paragraphe 4).

La superposition des signaux prédits aux données nécessite un ajustement en amplitude, et un ajustement en temps à cause de la nature asynchrone du type de

données utilisées. Les particularités du temps d'arrivée des signaux dans le détecteur dans le cadre des données à un faisceau du LHC est donné dans le paragraphe 3.1, tandis que la méthode de superposition est détaillée dans le paragraphe 3.2.

3.1 Ajustement en temps

En fonctionnement nominal, le LHC enregistrera 5 échantillons par événement. Un ajustement en temps correct correspond à ce que le 3^{eme} échantillon soit d'amplitude maximale, laissant 2 échantillons de part et d'autre du "pic" (voir chapitre 3, paragraphe 1).

Lors de la prise de données faisceau LHC, l'ajustement en temps n'était pas encore optimal, et l'échantillon d'amplitude maximale n'est en pratique presque jamais le troisième. Ceci est principalement dû au fait que ces données sont un flux de particules traversant le détecteur parallèlement à l'axe du faisceau au lieu de partir du point d'interaction. De plus, les données *splash* ont été les toutes premières données faisceau enregistrées, à un moment où les cartes d'électronique frontale n'avaient pas encore été ajustées en temps (voir chapitre 3, paragraphe 5).

La figure 4.10 donne la carte sur tout le détecteur de la position moyenne de l'échantillon d'amplitude maximale. Cette valeur est donnée pour chaque carte d'électronique frontale dont la position dans le détecteur est donnée par le système de coordonnées *slot* (compartiment longitudinal et position en η) et *FT Feed Through* ou traversées étanches (position en ϕ). On peut constater que le côté C ($z < 0$) a majoritairement enregistré des signaux dont l'échantillon d'amplitude maximale est le 2^{eme}, tandis que c'est en moyenne plutôt le 4^{eme} sur le côté A du détecteur ($z > 0$), ce qui est dû au temps de vol des particules traversant le détecteur dans le sens des z croissants.

3.2 Méthode de superposition

Pour superposer les prédictions aux données, les formes prédites étant normalisées à 1, il faut tout d'abord les multiplier par l'amplitude maximale calculée pour chaque cellule. Pour l'ajustement en temps, et compte tenu des difficultés décrites dans le paragraphe précédent, on calcule d'abord grossièrement le temps d'arrivée du signal en recherchant un minimum de χ^2 par pas de 25 ns. On affine ensuite cet ajustement en temps avec la connaissance des coefficients de filtrage optimal. Dans notre cas, les coefficients sont connus toutes les 3.125 ns. Pour s'affranchir de tout biais éventuel lié à ce pas de temps de 3.125 ns, on suppose le comportement de la forme prédite linéaire entre deux points pour déterminer avec précision la valeur de la prédiction au temps des données.

La figure 4.11 donne des exemples de comparaison de données et de prédiction pour chaque compartiment longitudinal (S1, S2 et S3 respectivement de haut en bas) dans le tonneau au centre et dans les bouchons sur les côtés. Dans tous ces cas, la prédiction est en bon accord qualitatif avec les données. Les résidus, définis comme étant la différence entre les données et la prédiction normalisée à l'amplitude maximale sont indiqués par des cercles ouverts roses et leur échelle est à droite des graphiques. Tous ces résidus sont contenus dans une marge d'erreur de $\pm 2\%$ dans S1 et S2 et $\pm 3\%$ dans S3.

Comme on peut le constater sur les deux colonnes de droite de la figure 4.11 qui

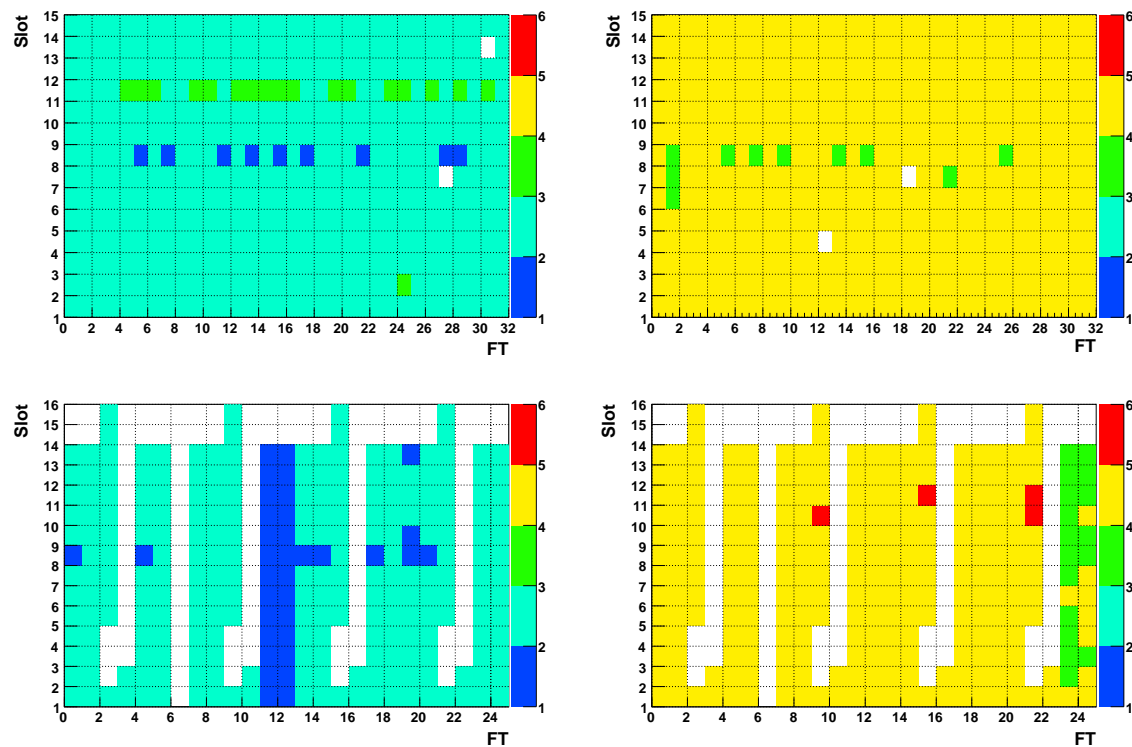


FIGURE 4.10 – Carte de la position de l'échantillon d'amplitude maximale dans le tonneau côté C (en haut à gauche), le bouchon côté C (en bas à gauche), tonneau côté A (en haut à droite) et le bouchon côté A (en bas à droite). La moyenne est faite sur chaque carte d'électronique frontale (FEB). Les échantillons sont numérotés de 1 à 5.

représentent le côté A ($z > 0$) du détecteur, seuls 3 échantillons peuvent être exploités pour la reconstruction de l'amplitude, les deux premiers échantillons étant dans le bruit. Pour cette raison, et pour que l'analyse soit homogène sur l'ensemble du détecteur, la qualité de la reconstruction est testée uniquement sur 3 échantillons.

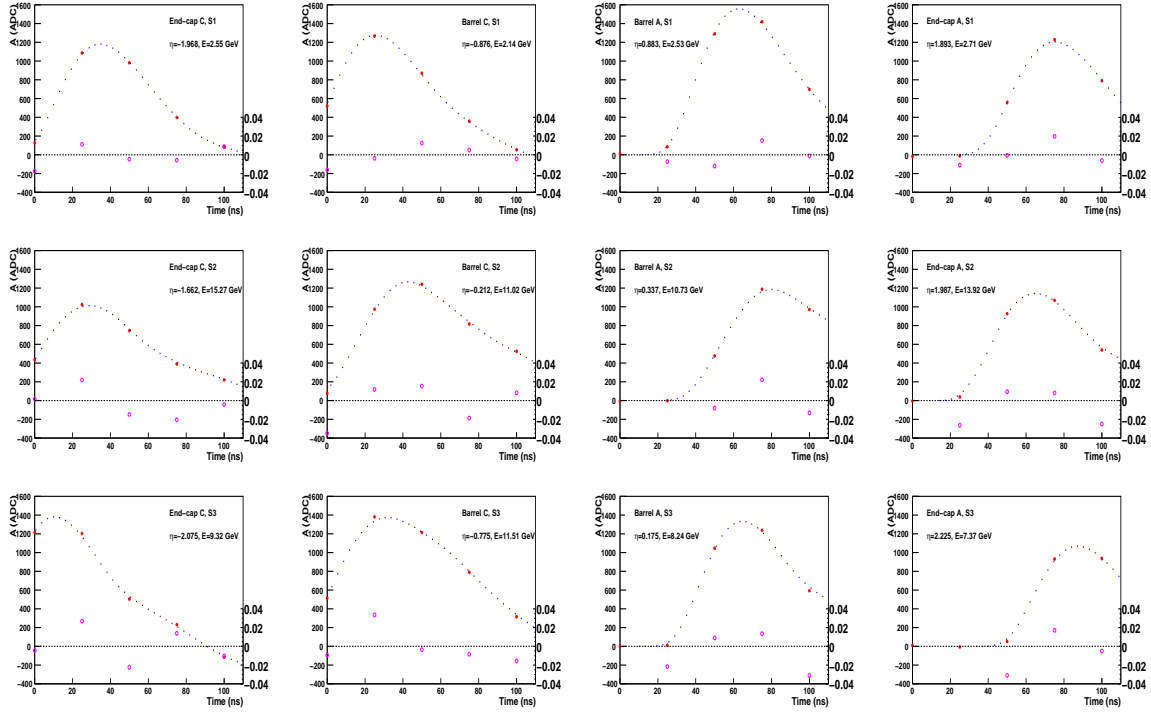


FIGURE 4.11 – Exemples typiques de réponse des cellules à un dépôt d'énergie lors de la prise de données splash (5 échantillons rouges) dans le bouchon côté C (gauche), le tonneau côté C (milieu gauche), le tonneau côté A (milieu droit) et le bouchon côté A (droite), pour S1 (haut), S2 (centre) et S3 (bas). Les points bleus correspondent à la forme prédite constituée de 40 échantillons calculés toutes les 3.125 ns. Les cercles roses dont l'échelle est à droite sont les résidus, c'est-à-dire la différence entre les échantillons de données et les points de prédiction normalisés par l'amplitude maximale du signal. L'estimateur de la qualité de la reconstruction Q^2 vaut à peu près 1 pour tous ces exemples. Q^2 est défini dans l'équation (4.1) où k vaut respectivement 1%, 1.5% et 2% dans S1, S2 et S3.

4 Qualité de la reconstruction du signal

Pour transformer les conclusions qualitatives du paragraphe 3 en conclusions quantitatives valables sur toute la couverture du détecteur, facteur de qualité Q^2 est défini dans ce paragraphe. Une première estimation de l'impact de cette qualité de reconstruction sur le terme constant de la résolution de l'énergie en est également déduite.

4.1 Définition et robustesse du facteur de qualité

Pour estimer la qualité de reconstruction du signal, un estimateur Q^2 de comparaison entre les prédictions et les données est défini comme suit :

$$\begin{cases} Q'^2 = \sum_{i=1}^{n_{samples}} \frac{(A_i^{data} - A_{max} * g_i^{phys})^2}{\sigma_{noise}^2 + (kA_{max})^2} \\ Q^2 = \frac{Q'^2}{NDoF} \end{cases} \quad (4.1)$$

où :

- $n_{samples} = 3$ (voir paragraphe 3)
- A_i^{data} est l'amplitude de l'échantillon i en coups ADC
- A_{max} est l'amplitude maximale
- g_i^{phys} est la forme de physique prédite
- σ_{noise} représente le bruit pour un échantillon en coups ADC. Ce bruit est approximativement de 8/3.5-5/5 coups ADC dans S1/S2/S3 pour $|\eta| < 2.5$ et 3.5/5 coups ADC dans S2/S3 pour $|\eta| > 2.5$
- k est un paramètre effectif reflétant la qualité relative de la prédiction
- Q'^2 peut être considéré comme un vrai χ^2 . Son dénominateur reflète l'incertitude du numérateur : il s'agit de la somme quadratique de l'incertitude sur l'amplitude des échantillons de données σ_{noise} (terme de bruit) et de l'incertitude sur l'amplitude de la forme prédite kA_{max} (terme de qualité). La figure 4.12 montre que Q'^2 suit une distribution normalisée de χ^2 dans le tonneau de S2 pour $k = 1.8\%$ dont le nombre de degrés de liberté est 3.
- Q^2 est le même χ^2 normalisé par le nombre de degrés de libertés $NDoF$ que l'on trouve égal à $n_{sample} = 3$ (voir figure 4.12). On peut remarquer qu'un facteur de qualité similaire est calculé en ligne dans les ROD (*Read Out Drivers*) pour les signaux de plus de 1 GeV [49].

Pour obtenir des résultats significatifs, il faut se placer dans le cas où l'incertitude sur les données (le bruit) est négligeable face à l'incertitude de la reconstruction, c'est-à-dire lorsque $kA_{max} \gg \sigma_{noise}$. Pour se placer dans ce régime, on applique la coupure $A_{max} > 500$ coups ADC aux signaux enregistrés en gain haut. Cette coupure réduit la statistique d'un facteur 3 (il reste 1.1 million de signaux) et permet d'interpréter $Q^2 \sim N$ comme une prédiction avec un niveau de précision de $k\sqrt{N}$.

Avant de tirer des conclusions quantitatives sur la moyenne du facteur de qualité Q^2 , on vérifie que sa valeur est indépendante de l'énergie. En effet, la figure 4.9 montre que le spectre en énergie des événements *splash* a globalement une décroissance exponentielle qui dépend de si l'on se trouve dans S1, S2 et S3, tonneau ou bouchons. La figure 4.13 donne la valeur du facteur de qualité Q^2 en fonction de l'amplitude maximale du signal dans le tonneau à gauche, les bouchons à droite et pour S1, S2 et S3 de haut en bas. On n'observe que de légères variations en fonction de A_{max} , ce qui contribue à laisser penser que le facteur de qualité Q^2 est un estimateur robuste. De plus, en prenant pour valeur du facteur k de l'équation (4.1) respectivement 1%, 1.5% et 2% pour S1, S2 et S3, on constate que le facteur de qualité Q^2 est proche ou inférieur à 1 dans le tonneau. Ces valeurs de k sont donc les valeurs par défaut dans la suite du chapitre.

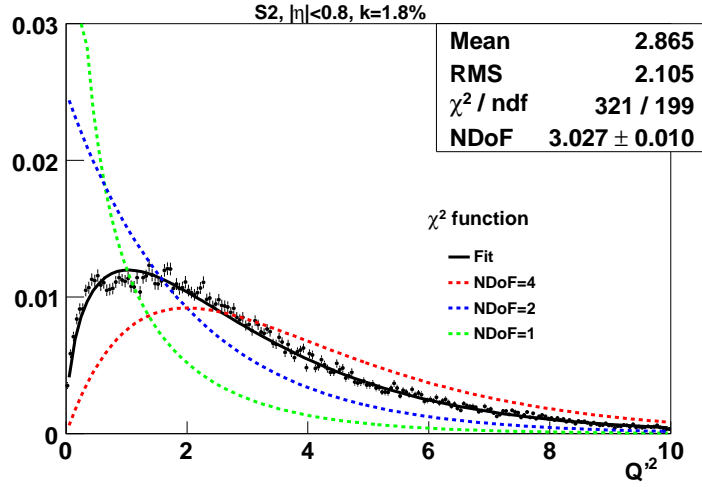


FIGURE 4.12 – *Distribution normalisée de Q^2 défini dans l'équation (4.1) calculé avec $k = 1.8\%$ pour les cellules de S2 et $\eta < 0.8$. Un ajustement avec une fonction χ^2 est superposé (ligne noire), distribution correspondant à un nombre de degré de liberté (NDoF) de 3. Les lignes pointillées verte, bleue et rouge correspondent à des fonctions de χ^2 avec des degrés de liberté fixés à 1, 2 et 4.*

4.2 Dépendance en η du facteur de qualité

A cause d'une géométrie plus complexe, la prédiction de la forme de physique est moins précise dans les bouchons du calorimètre électromagnétique que dans son tonneau (voir chapitre 3). De manière générale, beaucoup de paramètres² qui peuvent influencer sur la qualité des prédictions dépendent de la pseudo-rapacité η . C'est pourquoi il est intéressant de considérer le comportement du facteur de qualité Q^2 en fonction de η , pour évaluer l'impact d'une description dégradée du signal remis en forme.

En ϕ en revanche, et grâce à la géométrie en accordéon du calorimètre électromagnétique qui lui confère une symétrie azimutale, les caractéristiques physiques ne changent pas à η donné. Il a été vérifié que le facteur de qualité ne présentait pas de variations selon ϕ .

La figure 4.14 donne les variations du facteur de qualité Q^2 en fonction de η et moyenné sur ϕ pour la totalité de l'acceptance du calorimètre électromagnétique, et pour ses trois compartiments longitudinaux. La valeur de l'estimateur Q^2 est proche ou inférieure à 1 dans les régions centrales pour tous les compartiments longitudinaux, ce qui signifie que la prédiction du signal mis en forme et les données sont en accord mieux qu'à 1% et 2% près dans le premier et deuxième/troisième compartiments longitudinaux.

2. Le temps de dérive, la fraction d'échantillonnage, la haute tension, les caractéristiques électroniques dépendent de η . De plus, le passage du tonneau aux roues externes des bouchons ($1.37 < |\eta| < 1.52$), et celui des roues externes aux roues interne ($|\eta| \sim 2.5$) sont des zones où la description du détecteur est moins précise.

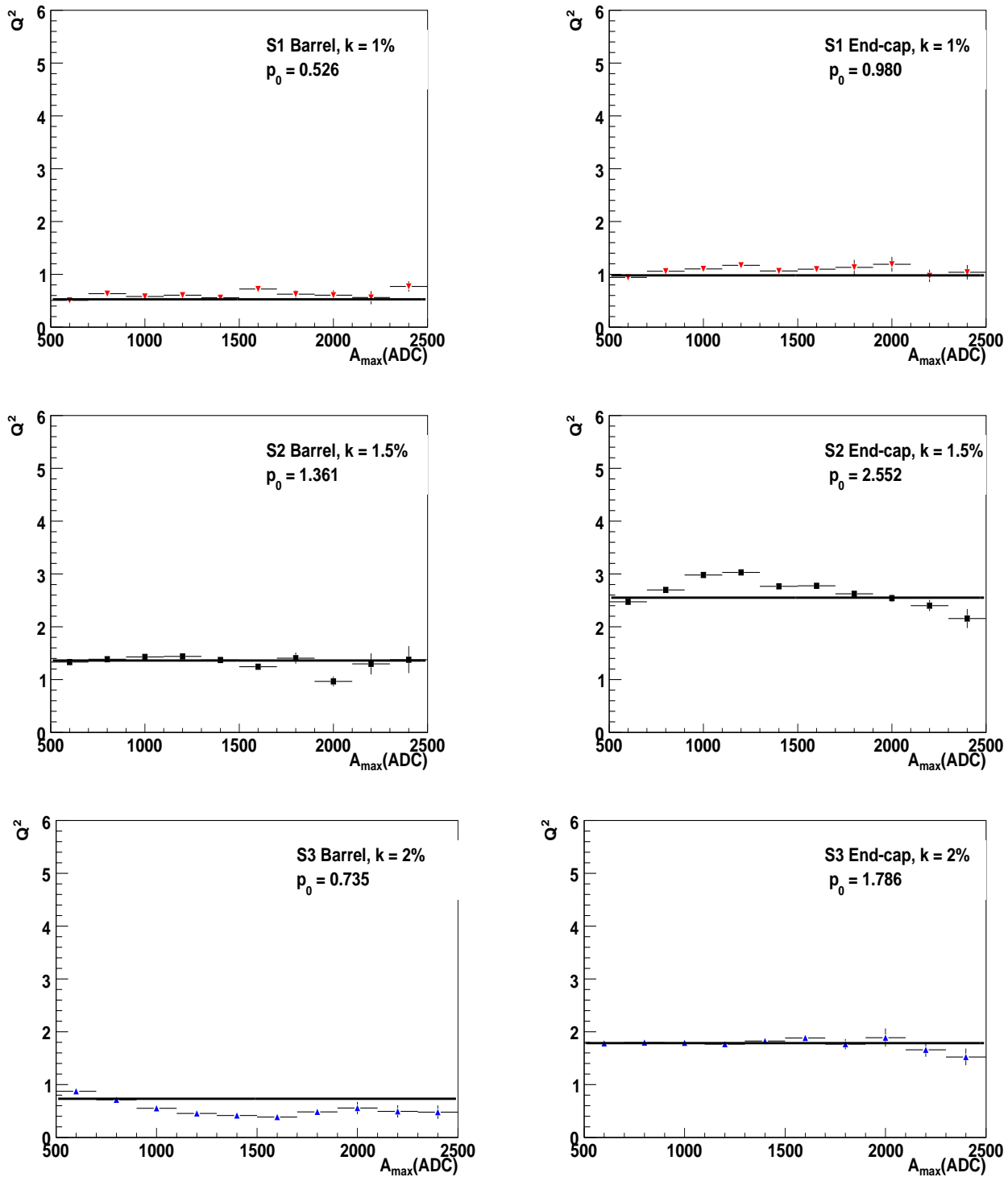


FIGURE 4.13 – Estimateur Q^2 (équation (4.1)) représentant la qualité de la prédiction de la forme de physique en fonction de l'amplitude maximale dans S1, S2 et S3 de haut en bas, pour le tonneau (gauche) et les bouchons (droite) où k vaut respectivement 1%, 1.5% et 2% dans S1, S2 et S3. Seules les cellules telles que $A_{\max} > 500$ coups ADC sont sélectionnées. Seuls les 3 échantillons de plus grande amplitude en gain libre sont pris en compte dans le calcul. La moyenne des résultats dans chaque région du détecteur est superposée au graphique.

La variation selon η , si l'on exclut les régions de crack (limites tonneau/bouchons $1.4 < |\eta| < 1.5$ et roues externes/internes : $|\eta| \sim 2.5$) montre au plus un facteur 4 par rapport au cas $Q^2 \sim 1$, en particulier dans les bouchons, ce qui correspond à une qualité de la reconstruction dégradée au plus d'un facteur 2. Il s'agit donc d'une preuve de la qualité de la reconstruction dans les bouchons, malgré le défi qu'elle représente. Les variations de Q^2 selon η dans S2, symétrique pour $\eta > 0$ et $\eta < 0$, reflète l'incertitude sur la connaissance des paramètres électriques de la reconstruction (voir le paragraphe 3 du chapitre 3) et ce indépendamment de l'ajustement en temps du détecteur.

La moyenne de l'estimateur Q^2 faite pour chaque cellule sur ~ 26 signaux (voir paragraphe 2.2) est donné sur la figure 4.15 en fonction de η et ϕ . Pour identifier les cellules où la forme prédite est le plus mal connue, on a sélectionné sur la figure 4.16 les cellules telles que la moyenne des Q^2 est supérieure à 4. Si l'on exclut la région particulière de la frontière entre roue externe et roue interne, en $2.4 < |\eta| < 2.5$, seule une dizaine de cellules sont concernées dans S1 et S3, ce qui représente moins de 0.1% (respectivement 0.2%) des cellules de S1 (respectivement S3). Dans S2 au contraire, les régions $|\eta| = 1.8, 2$ et 2.3 ont une qualité de reconstruction systématiquement dégradée. On constate que ces régions correspondent à des régions de transition entre différents secteurs de haute tension.

4.3 Impact de la reconstruction sur le terme constant de la résolution en énergie

Il est possible de déduire des résultats obtenus précédemment une estimation grossière de l'impact de la qualité de la reconstruction sur le terme constant c de la résolution en énergie. On a pu mesurer lors des tests faisceaux un terme constant global c de 0.5% (voir paragraphe 1). L'incertitude due à la qualité de la reconstruction n'est qu'une contribution au terme constant global. Cette contribution, appelée c_{SR} (pour *Signal Reconstruction*) ne peut pas être mesurée indépendamment, mais on peut toutefois raisonnablement supposer qu'elle se trouve dans la fourchette $0.1\% < c_{SR} < 0.3\%$. La qualité de la reconstruction correspondant à cette mesure était de $k = 1\%$.

Pour extrapoler le résultat des tests faisceaux aux données *splash*, il a tout d'abord été choisi de limiter le calcul à S2. C'est en effet dans S2 que la majorité de l'énergie issue des gerbes électromagnétiques est déposée. C'est donc également dans S2 que les incertitudes de la reconstruction de l'énergie ont une contribution dominante. Or on peut voir sur la figure 4.13 que la valeur moyenne de la qualité de la reconstruction dans le tonneau de S2 (à gauche au centre) est de $Q^2 = 1.4$. Il a été montré qu'un facteur de qualité $Q^2 \sim N$ correspondait à une précision de la prédiction de $k\sqrt{N}$ (voir paragraphe 4.1). Dans notre cas, le niveau de précision de la prédiction est donc de $1.5 * \sqrt{1.4} = 1.8\%$ ³. On en déduit grâce aux résultats de tests faisceaux que la contribution de la reconstruction du signal au terme

3. Il a été vérifié qu'en choisissant $k = 1.8\%$ dans l'équation (4.1) pour S2, on obtient bien $\langle Q^2 \rangle = 1$, ce qui illustre la corrélation totale entre Q et k à haute énergie.

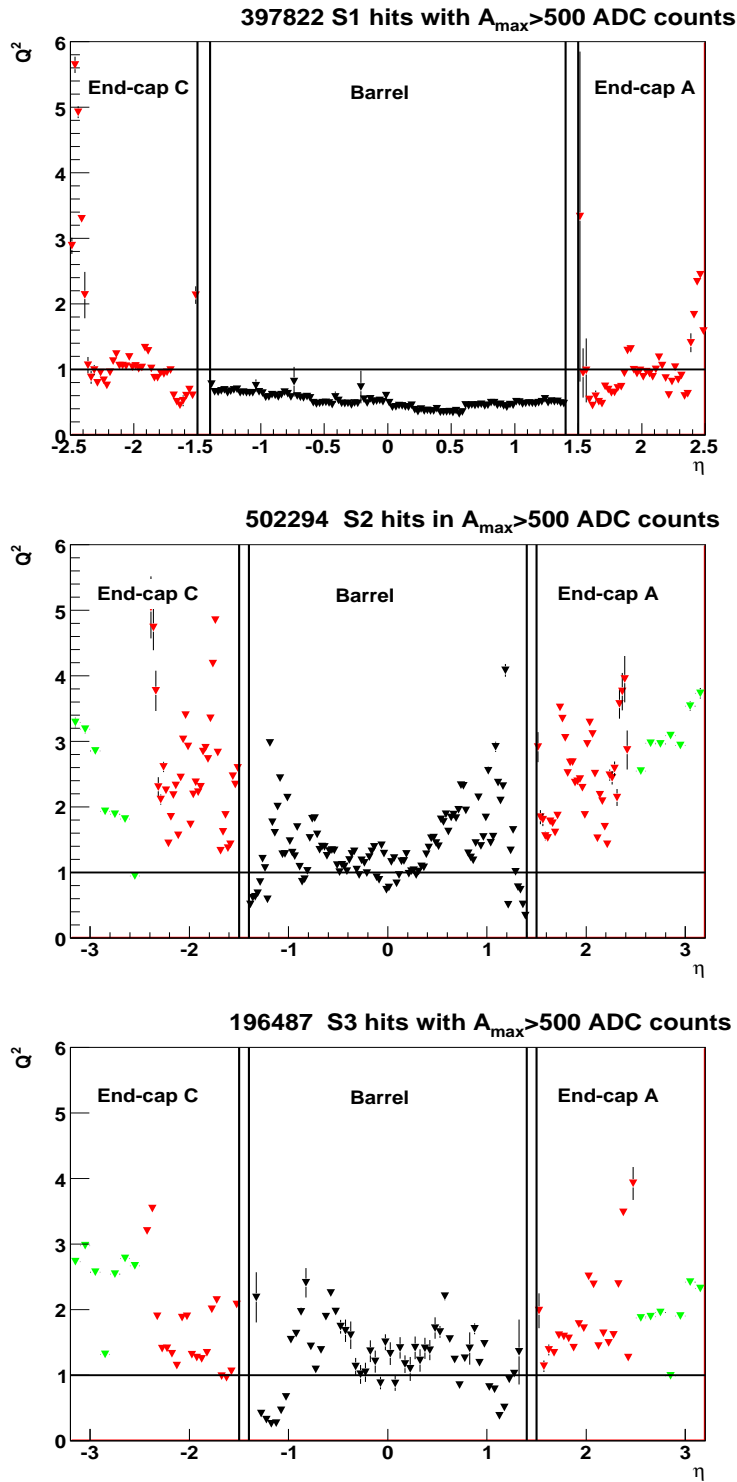


FIGURE 4.14 – Estimateur de la qualité de la prédiction de la forme de physique Q^2 (équation (4.1)) en fonction de la pseudo-rapidity η pour S1 (haut) S2 (milieu) et S3 (bas) avec $k = 1\%, 1.5\%$ et 2% pour S1, S2 et S3 respectivement. Pour calculer l'estimateur, seul les 3 échantillons de plus grande amplitude sont conservés. Le gain est libre. Seuls les signaux tels que $A_{\max} > 500$ coups ADC ont été pris en compte. Le nombre de signaux passant les coupures est donné en haut de chaque graphique.

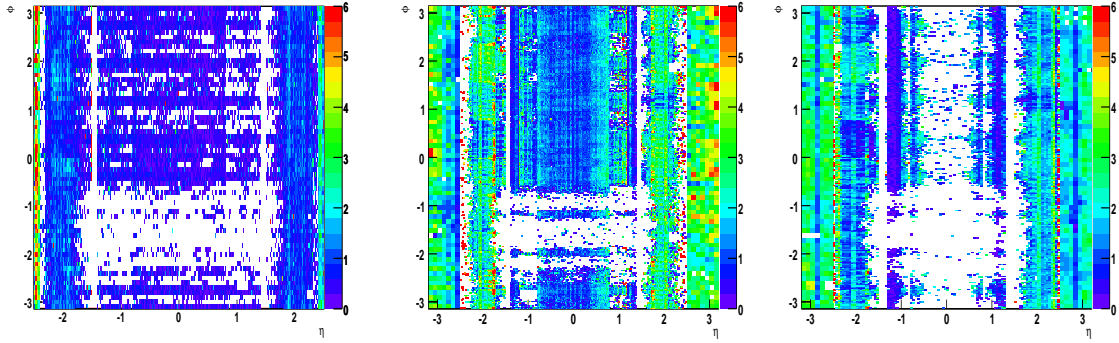


FIGURE 4.15 – Carte en $\eta - \phi$ de l'estimateur de la qualité de la prédiction de la forme de physique Q^2 cellule par cellule, pour S1 (gauche) S2 (milieu) et S3 (droite). Q^2 est défini dans l'équation (4.1) où $k = 1\%, 1.5\%$ et 2% pour S1, S2 et S3 respectivement. Pour calculer l'estimateur, seul les 3 échantillons de plus grande amplitude sont conservés. Le gain est libre. Seuls les signaux tels que $A_{max} > 500$ coups ADC ont été pris en compte.

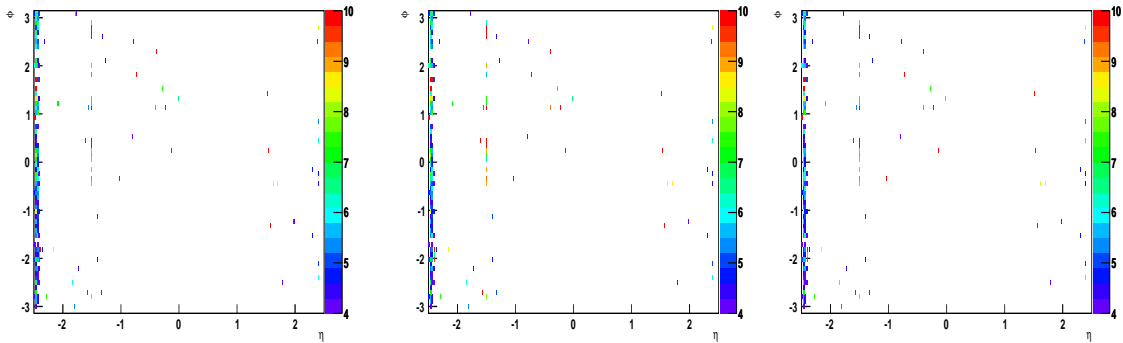


FIGURE 4.16 – Carte en $\eta - \phi$ de l'estimateur de la qualité de la prédiction de la forme de physique Q^2 cellule par cellule, pour S1 (gauche) S2 (milieu) et S3 (droite) pour les cellules qui satisfont $Q^2 > 4$. Q^2 est défini dans l'équation (4.1) où $k = 1\%, 1.5\%$ et 2% pour S1, S2 et S3 respectivement. Pour calculer l'estimateur, seul les 3 échantillons de plus grande amplitude sont conservés. Le gain est libre. Seuls les signaux tels que $A_{max} > 500$ coups ADC ont été pris en compte.

constant se trouve dans la fenêtre $0.2\% < c_{SR} < 0.5\%$ dans le tonneau. En suivant le même raisonnement pour les bouchons, le contribution se trouve dans une fenêtre $0.25\% < c_{SR} < 0.7\%$. Ces résultats sont cohérents avec le terme constant global mesuré dans les bouchons avec un faisceau de 120 GeV : $c = 0.7\%$ [42]. La dégradation des résultats dans les bouchons par rapport au tonneau sont la conséquence de la plus grande difficulté à prédire la forme du signal, étant donné la plus grande complexité géométrique de cette partie du calorimètre.

5 Conclusions

Avec les données cosmiques enregistrées en 2007, il m'a été donné de participer à la première étude vérifiant la qualité de la prédiction du signal sur l'ensemble de la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique ($|\eta| < 3.2$). Les résultats ont montré que la qualité de la reconstruction était comparable dans le tonneau et dans les bouchons du calorimètre, malgré une légère dégradation dans ces derniers en raison de leur géométrie plus complexe.

En Septembre 2008, l'étude sur la qualité de la reconstruction du signal a pu être complétée grâce à la grande statistique offerte par l'interaction entre un faisceau du LHC et un collimateur placé en amont du détecteur ATLAS. Plus de 99% des cellules de S2 et plus de 96% des cellules de tout le calorimètre électromagnétique ont enregistré des signaux, et ce à des énergies allant jusqu'à 70 GeV.

Après avoir demandé à ce que l'énergie récoltée par les cellules soit 100 fois supérieure au bruit, 1.1 million de signaux en gain haut ont été analysés sur la totalité de la couverture du calorimètre.

Grâce à cette statistique conséquente, une étude quantitative systématique a pu être réalisée sur les trois compartiments du calorimètre, utilisant un χ^2 comparant les données avec les prédictions des formes des signaux. Les résultats sont bien indépendants de l'énergie déposée. L'accord entre la forme prédite des signaux et les données est meilleur que 1% dans le premier compartiment et meilleure que 2% dans les deuxième et troisième compartiments du tonneau. A cause d'une description moins précise de la chaîne électronique dans les bouchons, les résultats y sont un peu dégradés puisque l'accord est de 1% dans le premier compartiment et meilleur que 3% dans les deuxième et troisième compartiments. Les régions de transition entre les tonneau, les roues externes et internes des bouchons $|\eta| \sim 1.4$, $|\eta| \sim 2.5$ ont de moins bons résultats.

Un évaluation de la contribution de la reconstruction du signal c_{SR} sur le terme constant global de la résolution en énergie a pu être déduite des résultats sur la qualité de la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique : $0.2\% < c_{SR} < 0.5\%$ dans le tonneau et $0.25\% < c_{SR} < 0.7\%$ dans les bouchons. Cette première estimation pourra être affinée avec des électrons de haute énergie issus des collisions du LHC, et pourra probablement être étendue au gain moyen.

Les résultats obtenus avec les données cosmiques de 2007, bien que moins conclusifs, sont cohérents avec ceux des données faisceaux. Les deux analyses, celle portant sur les données cosmique et celle portant sur les données faisceau sont décrites dans les notes [50] et [51]. Elles montrent que la reconstruction de l'énergie dans le ca-

lorimètre électromagnétique d'ATLAS est bien maîtrisée, et ce sur la totalité de sa couverture $|\eta| < 3.2$.

Chapitre 5

Reconstruction des électrons et application à la cartographie de la matière en amont du calorimètre

La reconstruction et l'identification des électrons dans ATLAS requièrent des informations du détecteur interne et des calorimètres. Nous verrons dans le paragraphe 1 que leurs performances sont intimement liées à la connaissance de l'énergie perdue par les électrons avant leur entrée dans le calorimètre, c'est-à-dire à la problématique de la détermination de la matière présente en amont du calorimètre.

Les électrons peuvent interagir dans la matière active (couches de détection en silicium, TRT, pré-échantillonneur) et passive (services du trajectographe interne, câbles de refroidissement et d'électronique, solénoïde, cryostat) du détecteur avant d'être arrêtés et mesurés dans le calorimètre électromagnétique. La forme de leur gerbe dans le calorimètre ainsi que leur trace reconstruite dans le trajectographe interne renseigne sur la matière traversée. Le paragraphe 2 détaillera une méthode novatrice de détermination de la position et de la quantité de matière depuis la couche du b jusqu'à l'entrée du calorimètre électromagnétique en utilisant pour cela des simulations Monte Carlo d'électrons isolés de grande impulsion transverse.

1 Reconstruction et identification des électrons

Pour pouvoir atteindre les objectifs de physique fixés, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS doit être capable d'extraire les électrons inclusifs parmi le bruit de fond QCD du LHC en atteignant un facteur de rejet des jets de l'ordre de $\gtrsim 10^5$, soit deux ordres de grandeurs au dessus de la situation au TeVatron. Les processus de reconstruction et d'identification des électrons décrits plus bas sont ainsi optimisés pour atteindre cet objectif.

La procédure de reconstruction des électrons, basée sur la définition d'aggrégats calorimétriques auxquels sont ensuite associés des traces est décrite dans le paragraphe 1.1, tandis que l'algorithme de reconstruction de l'énergie des électrons est donné dans le paragraphe 1.2. Une fois les candidats électrons définis, une sélection basée sur des coupures sur les caractéristiques des électrons mesurées dans le trajectographe interne et dans le calorimètre est mise en place. Cette étape s'appelle l'identification des électrons. Elle est détaillée dans le paragraphe 1.3.

1.1 Reconstruction des candidats électrons

Ce paragraphe est dédié à la description de la reconstruction et de la calibration des candidats électrons [16] [52] [53]. La reconstruction des candidats électrons hors ligne est très semblable à celle qui a lieu pendant le déclenchement. Elle fait suite à la reconstruction de l'énergie dans chacune des cellules du calorimètre explicitée dans le chapitre 3.

Algorithme de reconstruction de l'agglomérat calorimétrique La reconstruction des électrons commence avec la création de pré-agglomérats avec un seuil en énergie de 2.5 GeV . Ils sont formés grâce à un algorithme de fenêtre glissante [54] de taille $N_\eta \times N_\phi = 3 \times 5$ en unités de cellules du deuxième compartiment longitudinal (0.025×0.025).

Les pré-agglomérats qui ont un double sont supprimés. Si les positions de deux agglomérats coïncident, on conserve celui de plus grande énergie.

L'agglomérat final est obtenu en prenant en compte toutes les cellules dans un rectangle de taille $N_\eta^{cluster} \times N_\phi^{cluster}$ centré sur une position différente pour chaque compartiment longitudinal. La taille finale des agglomérats est différente de celle des pré-agglomérats. Elle est de 3×7 pour les électrons dans le tonneau et 5×5 dans les bouchons. Ces tailles sont choisies de façon à prendre en compte le maximum de la gerbe et à minimiser le bruit. Les agglomérats de taille 3×7 sont asymétriques pour prendre en compte à la fois les électrons déviés en ϕ par le champ solénoïdal et leur rayonnement bremsstrahlung.

Association de l'agglomérat calorimétrique à une trace Une fois l'agglomérat de cellules choisi, la reconstruction consiste à trouver une trace lui correspondant. Pour cela on compare la position en η et ϕ de l'agglomérat calorimétrique et des traces reconstruites dans le trajectographe interne que l'on extrapole depuis son dernier point de mesure jusqu'au deuxième compartiment du calorimètre.

La trace doit se trouver dans une fenêtre en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0.05×0.10 , l'ouverture en ϕ étant liée à la problématique des bremsstrahlung. La trace dont le $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ est le plus faible est choisie, bien que l'information sur toutes les traces respectant ce critère d'association lâche soit conservée. La priorité est également donnée aux traces comportant des coups dans le silicium par opposition aux traces purement reconstruites dans le TRT, car ces dernières ont plus de chances d'être issues d'une conversion de photon.

La reconstruction des photons [55] est très similaire à celle des électrons, à ceci près que les photons sont divisés en deux catégories : les photons convertis et les photons non convertis. Les photons convertis sont caractérisés par la présence d'au moins une trace issue d'un vertex associée à l'agglomérat calorimétrique, tandis que les photons non convertis sont reconnus par l'absence de toute trace associée. La similarité entre un électron et un photon converti présentant une trace associée peut amener à une confusion entre les deux objets reconstruits. Pour maximiser l'efficacité de reconstruction des électrons, tout agglomérat calorimétrique présentant une trace associée est considéré comme un candidat électron. Ces cas litigieux peuvent

être reconsidérés selon ce que l'on appelle la procédure de récupération des photons convertis, qui fait appel à la reconstruction de vertex de conversion grâce au trajectographe interne.

Algorithme de reconstruction des électrons de basse énergie La reconstruction donnée plus haut est la définition des candidats électrons standard, appelés plus loin " $e\gamma$ ". C'est le nom qui sera donné à ces objets dans le chapitre 6 qui traite de l'observation des candidats électrons dans les premières données à 900 GeV et 7 TeV du LHC.

Pour la reconstruction des électrons de basse énergie ou encore des électrons contenus dans des jets, un algorithme particulier est utilisé. Celui-ci part de la reconstruction d'une trace dans le trajectographe interne, et l'associe ensuite à un agglomérat calorimétrique. Pour minimiser le nombre de fausses traces, un certain nombre de coupures de pré-sélection leur sont appliquées. Tout d'abord, pour s'assurer de la qualité de la trace, des coupures sur le nombre de coups dans les couches de silicium et sur les TRT (nombre de coups dans le TRT supérieur à 20, nombre de coups de grande énergie supérieur à 1) sont imposées. Lors de l'association de la trace avec un agglomérat calorimétrique, certains critères calorimétriques sont encore vérifiés ($E/p > 0.7$, coupure sur la fraction d'énergie dans S1). L'agglomérat est de même taille que pour les objets $e\gamma$, et son identification se fait de la même manière (voir paragraphe 1.3). Les objets ainsi reconstruits sont appelés les "*softe*" pour *soft electrons*, rapport au fait que cet algorithme permet de récupérer des candidats à des énergies plus basses.

Si un objet *softe* et un objet $e\gamma$ ont la même trace, seul l'objet $e\gamma$ est conservé. L'objet est alors étiqueté comme étant à la fois *softe* et $e\gamma$. L'algorithme *softe* de récupération des candidats électrons n'est utile que pour les électrons ayant une énergie transverse inférieure à 5 GeV.

Au delà de la couverture du trajectographe ($|\eta| < 2.5$), les objets électromagnétiques reconstruits sont appelés des "électrons *forward*".

1.2 Reconstruction de l'énergie

La reconstruction de l'énergie des électrons est très sensible à la quantité de matière traversée en amont du calorimètre, comme l'illustre la figure 5.1 gauche qui donne le profil selon $|\eta|$ de l'énergie perdue en moyenne par les électrons en amont du pré-échantillonneur (croix) et du premier compartiment longitudinal (cercles vides). La corrélation entre l'importance de ces pertes et la quantité de matière traversée par les électrons est rendue plus évidente grâce à la mise en regard de la figure 5.1 droite qui représente la quantité de matière totale en amont du calorimètre données en unités de longueur de radiations en fonction de la pseudo-rapacité $|\eta|$. L'impact sur l'énergie reconstruite pour des électrons de 100 GeV est illustré sur la figure 5.1 gauche qui représente l'énergie reconstruite avant (carrés pleins) et après (carrés vides) correction des effets de matières.

La reconstruction de l'énergie des électrons dans le calorimètre électromagnétique tient donc compte des effets de matière. Il s'agit tout d'abord de considérer que l'énergie totale de l'objet électron est la somme de l'énergie déposée dans le

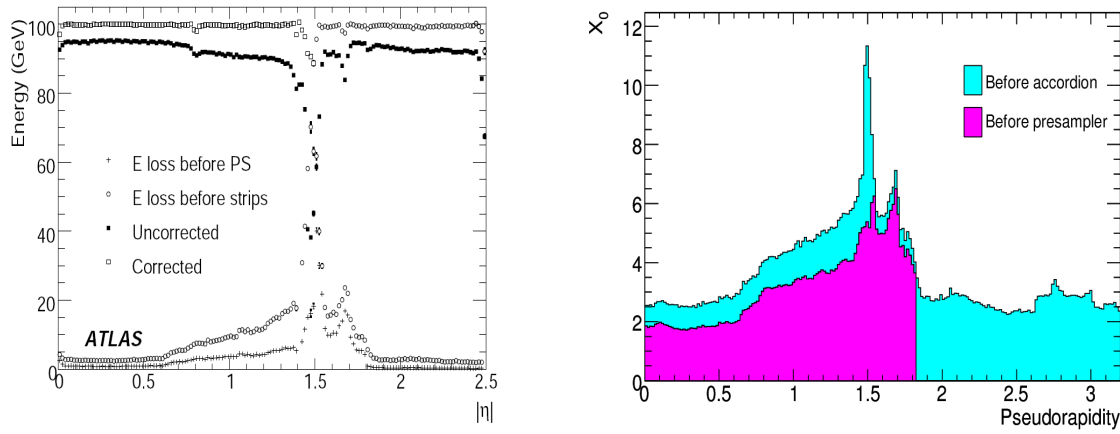


FIGURE 5.1 – *Gauche : Énergie reconstruite avant/après corrections (carrés pleins/ouverts) et énergie moyenne perdue avant le pré-échantillonneur/premier compartiment en fonction de $|\eta|$ pour des électrons d'énergie $E=100$ GeV (croix/cercles ouverts). Droite : Quantité de matière en amont du pré-échantillonneur (rouge) et du premier compartiment du calorimètre (bleu) donnée en unités de longueurs de radiations X_0 en fonction de la pseudorapidité $|\eta|$ [16]*

calorimètre électromagnétique E_{cal} , de l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et dans la matière passive en amont du calorimètre E_{front} et des fuites d'énergie en aval du calorimètre E_{back} suivant l'équation¹ :

$$E = E_{cal} + E_{front} + E_{back} \quad (5.1)$$

Énergie déposée dans le calorimètre L'énergie déposée par un électron dans le calorimètre électromagnétique E_{cal} est estimée comme étant :

$$E_{cal} = C_{cal}(X, \eta)(1 + f_{out}(X, \eta))E_{clus} \quad (5.2)$$

où

- E_{clus} est la somme des énergies déposées dans chacun des 3 compartiments du calorimètre électromagnétique $E_{1...3}$ pour l'agglomérat considéré : $E_{clus} = \sum_{i=1}^3 E_i$. Les énergies E_i sont ici les énergies déposées dans l'argon liquide divisé par la fraction d'échantillonnage dépendant de la région considérée.
- X est la profondeur longitudinale du barycentre de l'agglomérat. Elle est définie par :

$$X = \frac{\sum_{i=1}^3 E_i X_i + E_{PS} X_{PS}}{\sum_{i=1}^3 E_i + E_{PS}} \quad (5.3)$$

où E_i est défini comme précédemment et X_i est la profondeur longitudinale du compartiment i calculée à partir du centre du détecteur et exprimée en unité de longueur de radiation. Les X_i sont déterminés à l'aide de simulations

1. Les différents termes de correction sont issus d'une simulation d'électrons simples mono-énergétiques dans une fenêtre en énergie allant de 25 à 500 GeV.

géantino² en fonction de η .

- η est le barycentre de l'agglomérat
- f_{out} est la fraction d'énergie déposée à l'extérieur de l'agglomérat
- $C_{cal}(X, \eta)$ est le facteur de correction de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Il s'agit du rapport entre l'énergie réellement déposée dans les milieux actif et passif du calorimètre électromagnétique et l'énergie reconstruite dans l'agglomérat E_{clus} . Il diffère de 1 de l'ordre de quelques pourcents, et prend en compte la dépendance en η de la fraction d'échantillonnage et le profil longitudinal de la gerbe. Le facteur de correction de l'énergie est indépendant de l'énergie lorsque exprimé en fonction de X . Sa valeur est paramétrée par un polynôme d'ordre 2.

Énergie déposée en amont du calorimètre L'énergie perdue par l'électron en amont du calorimètre dans le trajectographe interne, cryostat, aimant et matière entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment est paramétrée en fonction de l'énergie perdue dans la partie active du pré-échantillonneur :

$$E_{front} = a(E_{cal}, \eta) + b(E_{cal}, \eta)E_{ps} + c(E_{cal}, \eta)E_{ps}^2 \quad (5.4)$$

Tous les coefficients sont paramétrés en fonction de l'énergie déposée par la particule dans le calorimètre (E_{cal}) et la pseudo-rapacité η . Le coefficient c est utilisé uniquement dans les bouchons entre $1.55 < |\eta| < 1.8$, et fixé à 0 dans les autres cas. On remarquera que E_{front} inclut l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment. Dans la région $1.8 < |\eta| < 3.2$, qui n'est pas couverte par le pré-échantillonneur, l'énergie déposée en amont du calorimètre est paramétrée en fonction de X avec un polynôme du second degré [16].

Fuites en aval du calorimètre L'énergie déposée par les gerbes en aval du calorimètre électromagnétique est calculée en fonction de l'énergie reconstruite dans le calorimètre. Cette fraction est indépendante de l'énergie lorsque paramétrée en X :

$$f_{leak} = E_{back}/E_{cal} = f_0^{leak}(\eta)X + f_1^{leak}(\eta)e^X \quad (5.5)$$

Energie totale L'énergie totale de l'agglomérat est obtenue en additionnant ces trois contributions.

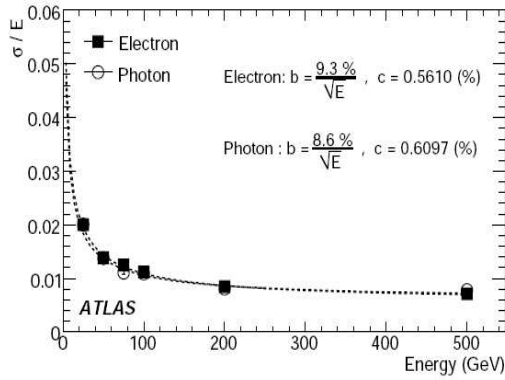
La figure 5.2 donne en haut la résolution en énergie σ/E en fonction de l'énergie de la particule pour deux valeurs représentatives de $|\eta|$ obtenues avec les simulations les plus récentes.

La dépendance du terme d'échantillonnage en η est donnée sur la figure 5.2 en bas à gauche. On peut remarquer en particulier que le terme d'échantillonnage passe de 9% en $|\eta| < 0.4$, dans une zone présentant peu de matière, à plus de 20% en

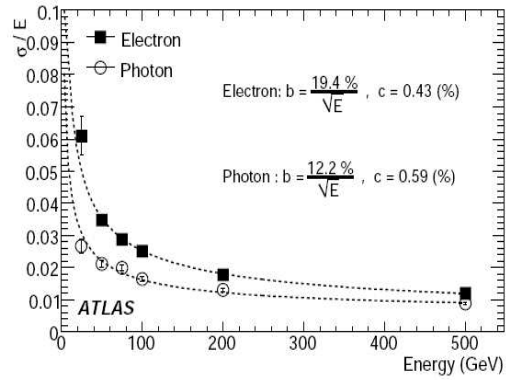
2. Le géantino est une particule imaginaire utilisée dans les simulations, qui n'interagit pas avec la matière mais enregistre toutes les propriétés des milieux qu'elle traverse.

$|\eta| = 1.55$, la présence d'une plus grande quantité de matière étant à l'origine de la dégradation des performances. On constate ici l'importance de la connaissance de la matière en amont du calorimètre dans les performances de la reconstruction de l'énergie des électrons.

Le terme constant est inférieur à 0.7% à la fois dans le tonneau et les bouchons. La linéarité, définie comme le rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie simulée, est illustrée figure 5.2 en bas à droite. Elle est meilleure que 0.5% sur toute la couverture en $|\eta|$ et pour des énergies allant de 25 à 500 GeV.



(a) $|\eta| = 0.3$.



(b) $|\eta| = 1.65$.

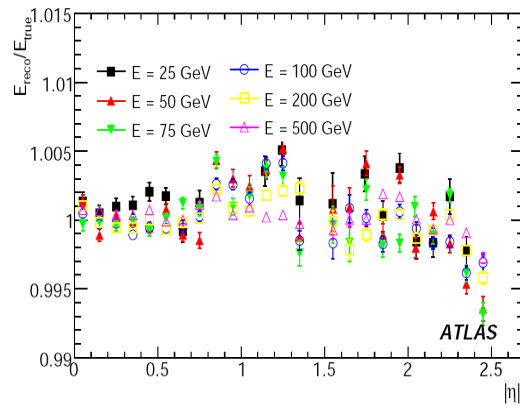
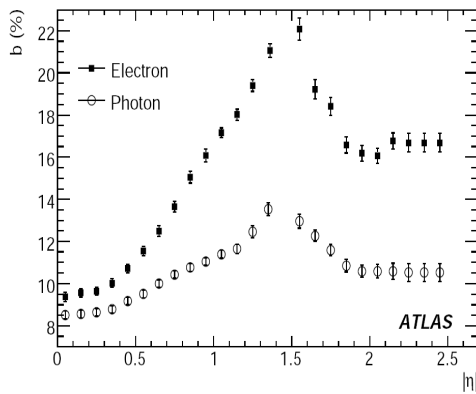


FIGURE 5.2 – *Haut* : Résolution en énergie des électrons obtenue avec des simulations (carrés pleins) en fonction de l'énergie de la particule pour $|\eta| = 0.3$ (gauche) et $|\eta| = 1.65$ (droite). *En bas à gauche* : Terme d'échantillonnage obtenu à partir des simulations en fonction de $|\eta|$. *En bas à droite* : Linéarité (rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie simulée) des électrons simulés pour plusieurs énergies en fonction de $|\eta|$ [16].

1.3 Identification des électrons

L'identification des électrons repose sur une méthode de coupures sur des informations des calorimètres et du trajectographe interne [53]. Dans un souci de robustesse pour la première phase d'exploitation des données lors du démarrage du LHC, la méthode standard utilise des coupures rectangulaires. D'autres méthodes plus sophistiquées seront envisagées plus tard (Likelihood, Boosted Decision Tree, Neural Network...) telles qu'elles ont été mises au point et utilisées sur les expériences plus anciennes comme celles placées auprès du TeVatron.

Trois ensembles de coupures rectangulaires sont définis : lâche, moyenne et sévère qui sont détaillés dans les paragraphes suivants et résumés dans le tableau 5.1. Elles ont pour objectif d'optimiser le facteur de rejet du bruit de fond et l'efficacité du signal.

1.3.1 Sélection lâche

Ce groupe de coupures vise à une identification simple utilisant uniquement un nombre limité d'informations calorimétriques robustes. Les coupures³ sont appliquées sur les fuites d'énergie dans le calorimètre hadronique ainsi que sur la forme des gerbes dans le 2^{ème} compartiment longitudinal du calorimètre électromagnétique. Ces coupures fournissent une très bonne efficacité d'identification ($\sim 95\%$) mais un faible facteur de rejet du bruit de fond (~ 1000) pour des électrons issus de désintégration de Z ($p_T > 20 \text{ GeV}$).

- Fuites dans le calorimètre hadronique
 - Rapport E_{thad}/E_T de l'énergie transverse E_{thad} reconstruite dans le calorimètre hadronique et de l'énergie transverse E_T reconstruite dans le calorimètre EM
- Forme de la gerbe dans S2
 - Rapport R_η de l'énergie reconstruite dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ sur une fenêtre 7×7 . Cette variable reflète le confinement de la gerbe. Les gerbes des électrons sont plus confinées que celle des hadrons :

$$R_\eta = \frac{E_2(3 \times 7)}{E_2(7 \times 7)} \quad (5.6)$$

- La largeur de la gerbe dans S2 w_{η_2} calculée dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ où E_i et η_i sont l'énergie et la position en η de la cellule i :

$$w_{\eta_2} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i \eta_i^2}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i E_i \eta_i}{\sum_i E_i} \right)^2} \quad (5.7)$$

3. La valeur des coupures dépend de la zone en pseudo-rapacité et de l'énergie considérées (10×11 zones)

Type de coupure	Description	Variable
Sélection lâche		
Acceptance du détecteur	$ \eta < 2.47$	
Fuites hadroniques	Rapport de E_T dans le 1 ^{er} compartiment (resp. tous les compartiments) du calorimètre hadronique sur E_T reconstruite dans le calorimètre EM pour $ \eta < 0.8$ et $ \eta > 1.37$ (resp. pour $ \eta > 0.8$ et $ \eta < 1.37$)	E_{had1}/E_T E_{had}/E_T
Forme de la gerbe dans le 2 ^{eme} compartiment du calorimètre EM	Rapport en η de l'énergie reconstruite dans une fenêtre en $\eta \times \phi$ de 3×7 sur 7×7 Largeur de la gerbe dans S2	R_η $w_{\eta 2}$
Sélection moyenne (inclut la sélection lâche)		
Forme de la gerbe dans le 1 ^{er} compartiment du calorimètre EM	Largeur totale de la gerbe dans S1 Différence entre le plus grand et le second plus grand dépôt d'énergie dans S1, normalisé par la somme de ces énergies	w_{stot} E_{ratio}
Qualité de la trace	Nombre de coups dans le détecteur à pixels (≥ 1) Nombre de coups dans les pixels et SCT (≥ 7) Paramètre d'impact transverse ($\leq 5mm$)	$N_{PixelsHits}$ N_{SiHits} A_0
Association entre la trace et l'agglomérat	Concordance en η entre la trace et l'agglomérat calorimétrique (< 0.01)	$\Delta\eta$
Sélection sévère (inclut la sélection moyenne)		
Couches du b	Nombre de coups dans la première couche des pixels	$N_{BLayerHits}$
Association entre la trace et l'agglomérat	Concordance en ϕ entre l'agglomérat et la trace (< 0.02) Rapport entre l'énergie de l'agglomérat et le moment de la trace Coupure plus sévère sur $\Delta\eta$ (< 0.005) Coupure plus sévère sur A_0 ($\leq 1mm$)	$\Delta\phi$ E/p $\Delta\eta$ A_0
TRT	Nombre total de coups dans le TRT Rapport entre le nombre de coups de haute énergie sur le nombre de coups total dans le TRT	$N_{TRTHits}$ $N_{TRTHigh}/N_{TRT}$
Conversions	Rejet des candidats électrons auxquels est associé une conversion de photon	Véto de conversion

TABLE 5.1 – Définition des variables utilisées pour l'identification lâche, moyenne et sévère des électrons

1.3.2 Sélection moyenne

Cet ensemble de coupures demande en plus des coupures lâches des conditions sur la forme de la gerbe dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique ainsi que sur des variables de traces et d'association entre la trace et l'agglomérat calorimétrique. Les coupures sur la forme de la gerbe dans S1 visent en particulier à rejeter des $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$. Pour des électrons typiquement issus de désintégration de Z ($p_T > 20 \text{ GeV}$), la sélection moyenne offre une efficacité d'identification de $\sim 90\%$ pour un facteur de rejet des jets de ~ 7000 .

- Forme de la gerbe dans S1
 - Largeur totale de la gerbe dans S1 calculée avec 40 cellules, où i est le numéro de la cellule et E_i l'énergie reconstruite dans la cellule i :

$$w_{tot} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i (i - i_{max})^2}{\sum_i E_i}} \quad (5.8)$$

- Différence entre le premier et le second maximum d'énergie dans S1 sur la somme de ces énergies :

$$E_{ratio} = \frac{E_{max} - E_{max2}}{E_{max} + E_{max2}} \quad (5.9)$$

Cette différence normalisée est proche de 1 pour les électrons et plus faible pour les hadrons.

- Qualité de la trace
 - Nombre de coups dans les pixels ≥ 1 (pour un maximum de 3).
 - Nombre de coups dans les couches de précision du trajectographe interne, c'est-à-dire les détecteurs au silicium ≥ 7 (pour un maximum de 11).
 - On impose un paramètre d'impact $A_0 \leq 5 \text{ mm}$. A_0 désigne la plus petite distance d'approche d'une trace par rapport au vertex primaire, exprimée dans le plan transverse. Dans le cas d'un électron produit au vertex primaire, le paramètre d'impact est faible. Il peut être plus grand dans le cas d'un jet qui présente un vertex secondaire et dans le cas de photons convertis.
- Association trace/agglomérat calorimétrique
 - $\Delta\eta = |\eta_{Calo}^{S1} - \eta_{Track}| \leq 0.01$, la distance entre la position de l'agglomérat calorimétrique définie comme dans le paragraphe 1.1 et la position de la trace extrapolée dans S1, qui est le compartiment ayant la plus grande granularité en η .

1.3.3 Sélection sévère

Ce groupe de coupures a pour objectif de proposer un très fort pouvoir de rejet. Il inclut tous les outils d'identification des électrons actuellement disponibles. En plus de l'ensemble des coupures moyennes, on impose que la trace commence à la couche du b pour exclure au maximum les traces issues de photons convertis. Des coupures sur le nombre de coups TRT et la proportion de coups passant un seuil plus élevé dans les TRT sont utilisées pour rejeter le bruit de fond des hadrons chargés. L'association entre la position de la trace et de l'agglomérat calorimétrique est confirmée par des coupures sur $\Delta\phi$ et sur le rapport E/p entre l'énergie de l'agglomérat calorimétrique et l'impulsion de la trace, pour lesquelles les valeurs de coupures varient en fonction de η et E_T . Enfin, les coupures sur $\Delta\eta$ et A_0 déjà présentes dans la sélection medium sont renforcées.

Cette sélection, contenant l'ensemble des coupures lâche, moyenne et sévère, fournit le lot le plus pur en électrons avec un facteur de rejet des jets $> 10^5$ et une efficacité sur les électrons de $\sim 70\%$ pour des électrons dont le spectre en énergie est semblable à celui du Z (typiquement $p_T > 20 \text{ GeV}$).

2 Etude de la matière en amont du calorimètre

Motivations L'algorithme de reconstruction des électrons et ses performances sont intimement liées à la problématique de l'énergie perdue par les objets avant leur arrivée dans le calorimètre c'est-à-dire à la connaissance de la matière en amont du calorimètre (voir paragraphe 1.2 et équation (5.4)). La qualité de la reconstruction des électrons est dégradée en présence de matière en amont du calorimètre (voir figure 5.1). Cette dégradation est plus importante pour les électrons de basse énergie, porte préjudice lors des mesures de précision comme celle des sections efficaces du Z [57] et du W ou de la masse du W et est un obstacle à la recherche de signaux rares comme le Higgs. Une connaissance précise de la quantité et de la position de cette matière contribue à réduire ces difficultés si on la prend en compte pour : *i*) calibrer le détecteur et définir une échelle d'énergie globale, *ii*) améliorer la linéarité de la réponse et *iii*) faire une correction événement par événement pour améliorer la résolution en énergie.

Il est alors important de s'interroger sur la sensibilité de l'algorithme de reconstruction de l'énergie aux incertitudes sur notre estimation de la matière.

Objectifs L'unité de référence utilisée pour quantifier la matière est la longueur de radiation notée X_0 et définie comme la distance que doit parcourir un électron dans le matériel pour perdre $1 - \frac{1}{e} \sim 63\%$ de son énergie initiale. Les objectifs de physiques demandent à ce que la matière en amont du calorimètre soit connue à $1\%X_0$ au sein du trajectographe interne et à $5\%X_0$ juste devant le calorimètre. Dans cette perspective, tous les composants actifs du trajectographe interne ont été pesés avec une grande précision, et des mesures ont été faites en tests faisceaux avec la reconstitution fidèle d'une tranche du détecteur combinant le trajectographe interne et les calorimètres. Il subsiste malgré cela une marge d'incertitude trop importante

dans la carte de la matière, à cause en particulier de tous les services des détecteurs comme les câbles d'alimentation ou le matériel de refroidissement.

Les estimations les plus récentes de la matière en amont du calorimètre prédisent des quantités de matière supérieures à $2X_0$ sur l'ensemble de la couverture en pseudo-rapacité, comme illustré sur la figure 5.1 droite. Les quantités de matière traversées par les électrons avant leur mesure dans le calorimètre est sans précédent dans l'histoire des détecteurs placés auprès de collisionneurs. De par ses dimensions, son poids et sa complexité (plus de précision impliquant plus de canaux de lecture et donc aussi plus de services), ATLAS requiert un très grand travail de détermination de la matière. Ce travail bénéficiera de la combinaison de plusieurs méthodes d'investigation.

Les méthodes traditionnelle de détermination de la matière Il est tout d'abord possible de mettre en évidence des anomalies de répartition de la matière en utilisant le flux d'énergie déposé par les événements de biais minimum [72]. Par définition, ces données de biais minimum sont le tout venant des collisions, elles sont abondantes et ne nécessitent donc que peu de luminosité intégrée pour être exploitées. Il s'agit de mesurer l'énergie accumulée par les cellules du calorimètre sur plusieurs événements. Le flux d'énergie intégré sera d'autant plus faible que la matière traversée est importante. Toute in-homogénéité en ϕ , et toute différence avec les simulations Monte Carlo peuvent donc indiquer la présence de matière non prévue. Cette méthode a l'avantage de permettre la détection de matière jusqu'à l'entrée du calorimètre, mais ne fournit pas d'information radiale.

Les conversions de photons en paires électrons/positrons ont d'autant plus de chances de se produire que la matière est présente. La reconstruction de la position des vertex de conversion permet donc de cartographier la matière du trajectographe interne, avec pour avantage de fournir sa position radiale [73]. La reconstruction de ces conversions s'appuie en grande partie sur les performances de discrimination entre pions chargés et électrons fournies par le TRT. La figure 5.3 gauche donne la répartition 2D des vertex de conversion reconstruits avec les données à 7 TeV : on voit apparaître les structures du trajectographe interne comme les couches de pixels du tonneau et de SCT tonneau et bouchons. La figure 5.3 droite présente une comparaison radiale du nombre de vertex reconstruits dans les données et les simulations Monte Carlo pour une zone du tonneau $-0.626 < \eta < -0.100$, permettant de constater qualitativement les services dont la quantité de matière ou sa position sont mal estimées (exemple : support du tube à pixels dans la zone $200 \lesssim R(mm) \lesssim 250$).

Il existe enfin des méthodes qui étudient les queues de la distribution E/p des électrons, en utilisant le fait que si un électron émet un γ -bremsstrahlung dans le trajectographe interne, son impulsion sera sous-estimée par rapport à l'énergie calorimétrique si le photon émis est reconstruit dans le même agglomérat.

Ces méthodes ont déjà été utilisées sur des expériences précédentes, comme par exemple à D0 auprès du TeVatron lors de la détermination de la masse du W [58].

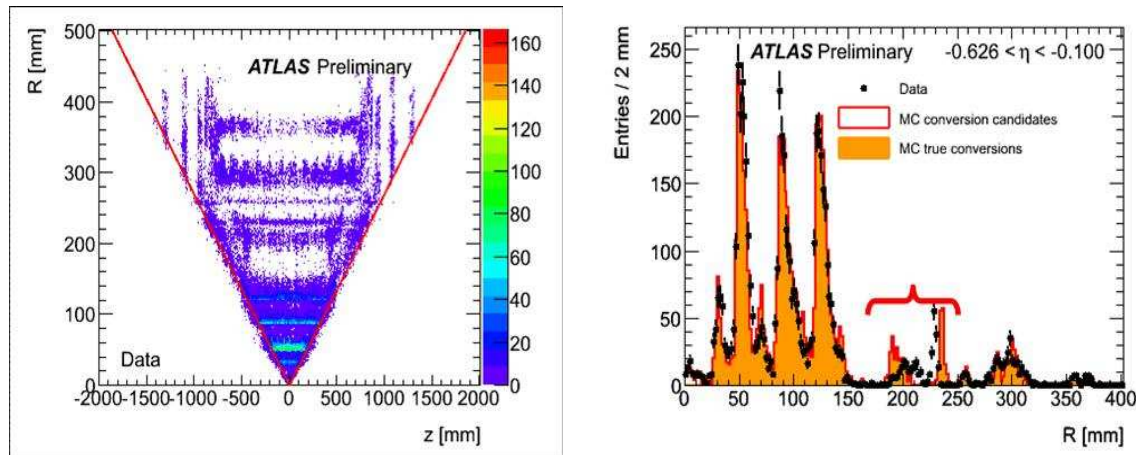


FIGURE 5.3 – *Gauche* : distribution 2D du nombre de vertex de conversion de photons reconstruits avec les données de collisions à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ en fonction de leur rayon R et de leur position longitudinale z . La fin de la couverture du TRT $|\eta| < 2.0$ est représentée par une ligne rouge. *Droite* : distribution du nombre de vertex de conversion de photons reconstruits avec les données de collisions à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (points noirs), vertex reconstruits à partir des simulations Monte Carlo (ligne rouge) et vertex réellement simulés (histogramme plein orange) en fonction de leur rayon R pour la région du tonneau $-0.626 < \eta < -0.100$. Mise à jour des résultats obtenus à $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ [73].

Sonder la matière avec les électrons de grande impulsion transverse La méthode développée dans ce chapitre utilise le fait que les électrons de grande impulsion transverse (typiquement $> 15 \text{ GeV}$) sont des objets qui sont non seulement sensibles à la matière, mais de plus laissent une information dans chacun des sous-détecteurs qu'ils traversent, des premières couches de trajectrographe au silicium aux câbles et électronique froide derrière le pré-échantillonneur.

La forme des gerbes électromagnétiques, dont la mesure bénéficie de la grande granularité longitudinale et transverse du calorimètre électromagnétique, est une source d'information précieuse et unique pour obtenir une estimation de la matière juste devant le calorimètre.

D'autre part, l'information laissée par les électrons de grande impulsion transverse dans les diverses couches du trajectrographe interne apporte une information sur la position et la quantité de matière du trajectrographe via l'émission de γ de bremsstrahlung.

La méthode présentée allie donc la robustesse de la mesure de la gerbe électromagnétique par le calorimètre (voir chapitre 4), les mesures de précision fournies par les points définis dans les trajectrographes au silicium et la quasi-continuité des traces laissées dans le TRT.

On décrira tout d'abord dans le paragraphe 2.1 la géométrie du détecteur, c'est-à-dire la matière définie dans les simulations Monte Carlo. La sélection des électrons utilisée pour l'étude y sera également détaillée. Le paragraphe 2.2 fournira une illustration de l'impact de la matière sur la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre

électromagnétique. Le paragraphe 2.3 montrera quelles sont les informations du calorimètre et du trajectographe interne qui sont sensibles à la matière et comment elles peuvent renseigner sur sa quantité et sa position. Enfin, le paragraphe 2.4 donnera les conclusions.

2.1 Simulation

Pour obtenir des résultats quantitatifs sur la sensibilité à la matière en amont du calorimètre, une géométrie du détecteur spécifique est utilisée dans tout le chapitre. La simulation Monte Carlo introduit des excédents de matière à plusieurs endroits du détecteur : à l'intérieur du trajectographe interne, autour du cryostat, et entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment S1 du calorimètre. Les simulations d'ajouts de matière et la référence, c'est-à-dire la quantité de matière telle qu'on l'évaluait à l'époque de la simulation, ont été simulés sur différentes zones en ϕ . La comparaison de la forme des gerbes ou de distributions de variables de traces entre deux zones en ϕ permet donc d'évaluer la sensibilité à l'excédent de matière simulé et de déterminer les variables les plus sensibles devant être utilisées avec les données de collision du LHC. Ce paragraphe donne la description des excédents de matière simulés dans le détecteur et décrit la sélection cinématique et l'identification des électrons de grande impulsion transverse issus d'événement $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow e^+e^-$.

2.1.1 Simulation de la matière

Dans le trajectographe interne, la géométrie de référence a été obtenue à partir des estimations les plus récentes de la matière [63], et les distorsions consistent en l'addition d'excédents de matières réalistes relativement à l'incertitude que l'on a sur la quantité de matière absolue. Ces ajouts sont faits à différents rayons. La géométrie de référence est simulée sur l'hémisphère $-\pi < \phi < 0$ tandis que la déformation est simulée sur l'hémisphère $0 < \phi < \pi$. La figure 5.4 en haut à gauche montre la distribution selon η de la matière du trajectographe interne en unités de longueur de radiation (X_0) pour les deux hémisphères. L'ajout de matière varie entre 0.02 et 0.05 X_0 comme illustré sur la figure 5.4 en haut à droite. Sa disposition dans le plan $R-z$ est donnée par la figure 5.5. On peut remarquer qu'une grande partie de ces ajouts de matière se trouvent à grand rayon, juste devant le cryostat, et qu'elle n'affectera pas les variables de traces, mais uniquement la forme des gerbes électromagnétiques.

De la matière a également été ajoutée juste devant le tonneau du calorimètre électromagnétique sur le même principe, mais dans des zones du détecteur différentes. Ces ajouts ont été faits radialement, c'est-à-dire que la quantité de matière traversée par les particules doit être multipliée par $\cosh \eta$.

- ◊ 0.05 X_0 entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment S1 du calorimètre électromagnétique dans l'hémisphère $-\pi/2 < \phi < \pi/2$ (resp. $\pi/2 < \phi < 3\pi/2$) pour $\eta < 0$ (resp. $\eta > 0$). Cet excédent pourrait être dû à l'électronique froide et les câbles branchés sur la face avant du calorimètre électromagnétique.
- ◊ 0.10 X_0 dans le cryostat pour $\eta > 0$ sur toute la couverture du calorimètre.

Ces deux ajouts de matière proches du calorimètre sont présentés dans le tableau 5.2 et illustrés sur les figures 5.4 au milieu et en bas respectivement.

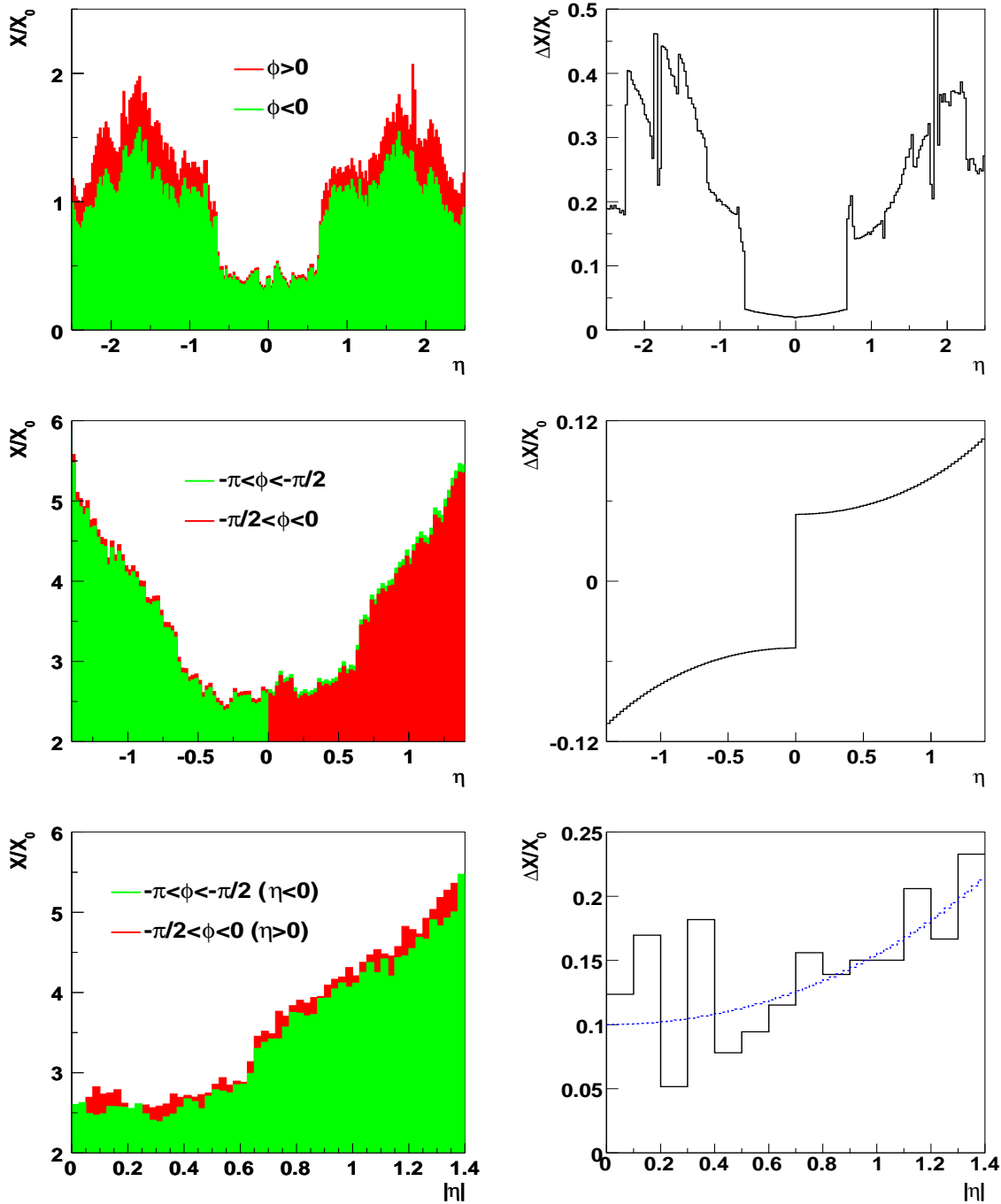


FIGURE 5.4 – Gauche : quantité de matière totale simulée dans le trajectographe interne (haut), entre le pré-échantillonneur PS et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique S1 (milieu) et dans le cryostat (bas) en unité de longueur de radiation X_0 en fonction de η . Le vert représente les valeurs nominales et le rouge les valeurs modifiées par un excès de matière. L'excès de matière relatif dans le trajectographe interne (haut) est détaillé dans la figure 5.5. Il est de $0.05 \cosh \eta$ entre PS et S1 (milieu) et de $0.10 \cosh \eta$ dans le cryostat (bas). Droite : ajout de matière dans l'hémisphère modifié $\frac{\Delta X}{X_0}$ dans le trajectographe interne (haut), entre le pré-échantillonneur PS et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique S1 (milieu) et dans le cryostat (bas) en fonction de η (histogrammes noirs). Les points bleus représentent la fonction $0.10 \cosh \eta$.

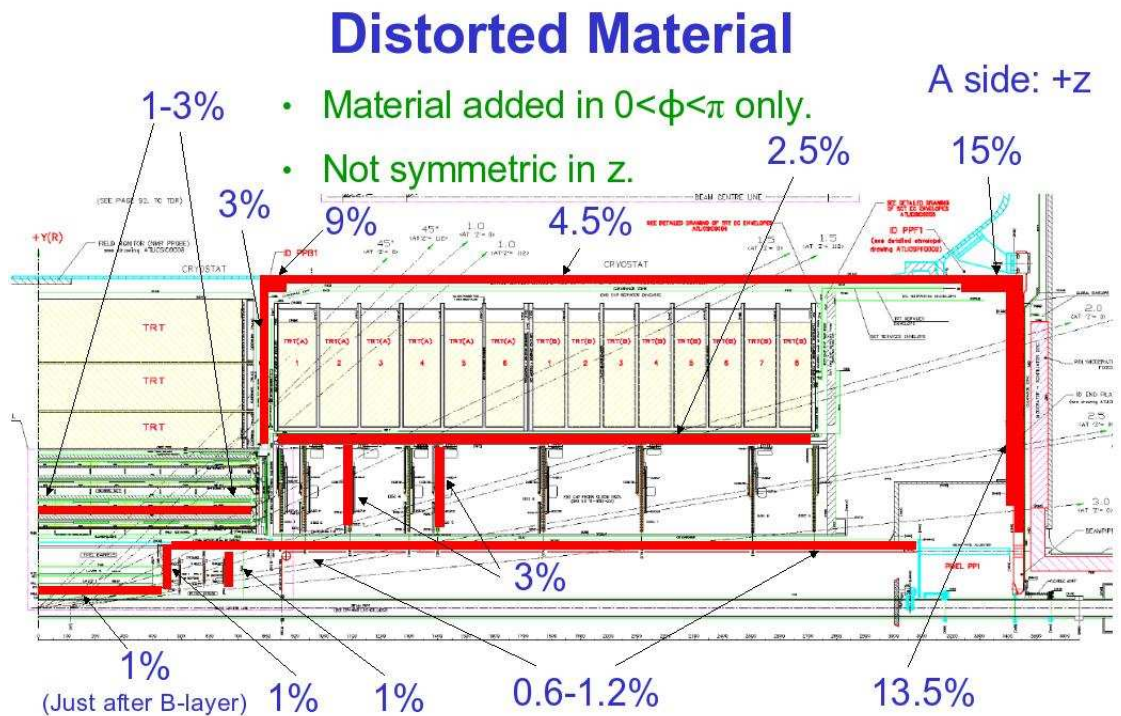
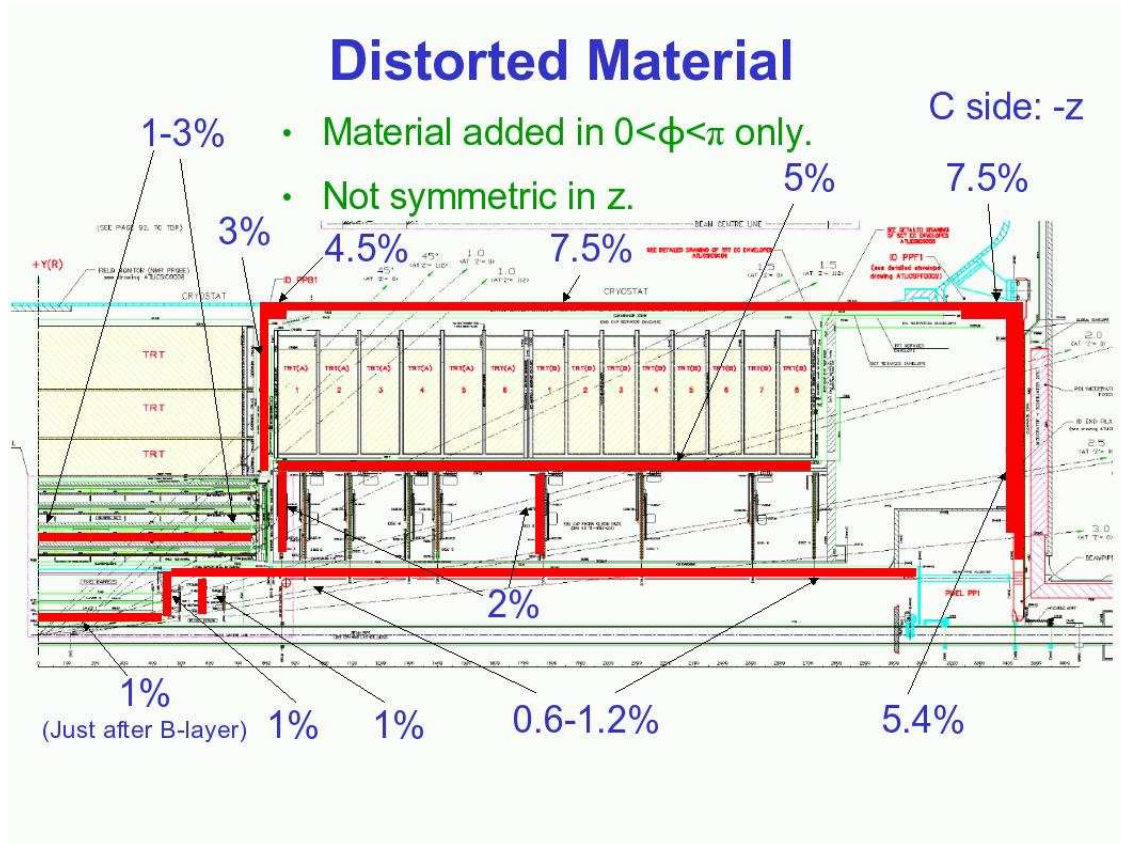


FIGURE 5.5 – Position et quantité des excès de matière simulés dans le trajectographe interne dans le plan $R - z$ pour $z < 0$ (haut) et $z > 0$ (bas)

	$\pi/2 < \phi < 3\pi/2$	$-\pi/2 < \phi < \pi/2$
$\eta < 0$	0	$0.05 \cosh \eta$ (PS-S1)
$\eta > 0$	$0.05 \cosh \eta$ (PS-S1) + $0.10 \cosh \eta$ (Cryo)	$0.10 \cosh \eta$ (Cryo)

TABLE 5.2 – Matière ajoutée juste devant le calorimètre électromagnétique (entre le pré-échantillonneur PS et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique S1 et/ou dans le cryostat) en unités de longueur de radiation X_0

Les excès de matière proche du calorimètre présentent un décalage de $\pi/2$ par rapport aux hémisphères de la matière ajoutée dans le trajectographe interne. Cela permet de distinguer les effets dûs aux deux types de matière en comparant deux à deux des quadrants en ϕ . On décorrèle ainsi les effets de la matière du cryostat, de la matière entre le pré-échantillonneur et de la matière du trajectographe interne. Pour plus de précision :

- ◇ $-\pi < \phi < -\pi/2$ et $-\pi < \phi < 0$ pour une valeur donnée de η peuvent être utilisés pour mesurer l'ajout de matière entre le pré-échantillonneur et S1.
- ◇ $-\pi < \phi$ ($\eta < 0$) $< -\pi/2$ et $-\pi/2 < \phi$ ($\eta > 0$) < 0 pour une valeur donnée de $|\eta|$ peuvent être comparés pour tester les effets de l'ajout de matière dans le cryostat. On peut remarquer que cette mesure peut manifester des effets du second ordre car la situation n'est pas parfaitement symétrique selon le plan $\eta = 0$ (désalignement, matière du trajectographe). C'est ce qu'illustre la figure 5.4 en bas à droite qui compare l'ajout de matériel fait sur le côté $\eta > 0$ (pointillés bleux) à l'ajout réel auquel on a réellement accès en comparant les η positifs et négatifs.
- ◇ $\pi/2 < \phi < \pi$ (resp. $0 < \phi < \pi/2$) et $-\pi < \phi < -\pi/2$ (resp. $-\pi/2 < \phi < 0$) pour une valeur donnée négative (resp. positive) de η peuvent être comparés pour tester la sensibilité aux ajouts de matière faits dans le trajectographe interne.

On étudie l'impact de ces trois catégories d'excédent de matière sur les variables de forme de gerbe et de traces dans le paragraphe 2.3. On peut remarquer que la géométrie simulée inclut également le désalignement des différents sous-détecteurs [62], [61]. Etant donné que l'on tient compte de ce désalignement dans la reconstruction, l'impact sur la reconstruction des traces et la non uniformité en ϕ est négligeable.

2.1.2 Sélection des électrons de grande impulsion transverse

Les désintégrations de W et de Z sont les sources les plus propres d'électrons isolés de grand p_T . Pour cette étude, 2.5 millions d'électrons issus de désintégrations $W \rightarrow e\nu$ ont été utilisés⁴, soit une statistique représentant une luminosité intégrée d'approximativement 250 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$. Dans la suite de cette étude, l'impact

4. Les données ont été simulées avec la version 13.0.3 du software ATLAS [64] à l'occasion de la campagne de données "CSC". Après la génération, les événements passent dans une simulation complète du détecteur avec le logiciel GEANT 4 [66], puis ils sont digitisés et reconstruits.

du bruit de fond QCD sera négligé, considérant que le signal devrait se situer au moins un facteur 10 au dessus du bruit de fond [65].

Au tout début de la prise de données, en particulier en fonctionnement à énergie dans le centre de masse et luminosité réduites, la statistique de W et de Z sera trop faible. Il sera alors être intéressant de considérer d'autres sources d'électrons comme les décroissances de quarks b et c qui pourraient alors impliquer une erreur systématique due au bruit de fond hadronique plus importante ($S/B \sim 3$). De plus, les électrons ne seront plus des objets isolés.

La sélection cinématique consiste à demander un agglomérat calorimétrique d'impulsion transverse $p_T > 15$ GeV, l'acceptance en pseudo-rapacité étant fixée à $|\eta| < 2.47$, et la zone de transition entre le tonneau et les bouchons étant largement retirée ($1.3 < |\eta| < 1.6$). Les coupures d'identification appliquées aux électrons correspondent à la sélection moyenne décrite dans le paragraphe 1.3. Les spectres en p_T et en η des électrons sélectionnés sont montrés sur la figure 5.6.

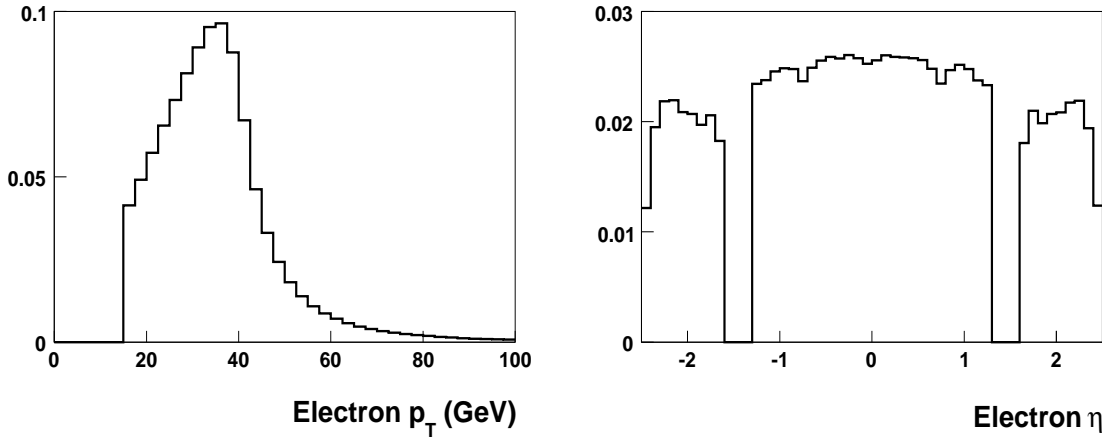


FIGURE 5.6 – Impulsion transverse p_T normalisée (gauche) et spectre en η (droite) des électrons issus des décroissances de $W \rightarrow e\nu$ après les coupures cinématiques et d'identification.

2.2 Impact de la matière sur la reconstruction de l'énergie

Pour illustrer l'impact de la matière sur la reconstruction de l'énergie, des événements $W \rightarrow e\nu$ ont été simulés en utilisant la géométrie avec ajout de matière décrit dans le paragraphe 2.1. On remarquera qu'à l'époque de cette étude, la reconstruction de l'énergie était basée sur une pondération des énergies dans les différents compartiments longitudinaux, la méthode étant plus simple que la reconstruction standard décrite dans le paragraphe 1.2 et résultant dans des paramètres effectifs. La différence relative entre l'énergie reconstruite et l'énergie réellement simulée est donnée sur la figure 5.7 pour deux positions en η représentatives, avec des triangles verts pleins (cercles rouges vides) pour la région en ϕ sans (avec) addition de matière dans le trajectographe. On peut constater que la présence d'un excès de matière non pris en compte dans les coefficients de pondération de l'algorithme induit une sous-estimation de l'énergie, dégrade la résolution et augmente légèrement la queue de la

distribution à basse énergie.

Cela est généralisé à toutes les valeurs de η dans la figure 5.8 à gauche qui montre le décalage (haut) et la résolution en énergie (bas) relatives pour les deux régions en ϕ . On peut constater que le décalage n'est pas toujours nul dans la région de référence (triangles verts pleins). Cela est dû à l'ajout de matière dans le tonneau du cryostat pour $\eta > 0$ et entre le tonneau et le bouchon du cryostat. Il a en effet été vérifié qu'avec une géométrie idéale, c'est-à-dire la géométrie pour laquelle les poids longitudinaux ont été calculés, le décalage est nul. Les différences entre la région de référence (triangles vert pleins) et la région avec addition de matière (cercles rouges ouverts) montrées sur la figure 5.8 à droite sont dues à la présence d'excès de matière dans le trajectographe interne qui n'ont pas été pris dans le calcul des coefficients de pondération dans l'algorithme de reconstruction de l'énergie. Les conséquences sont :

- une sous-estimation de l'énergie de 2% (figure 5.8 en haut à droite) si l'on exclut la zone de transition entre le tonneau et les bouchons. On peut constater la corrélation avec l'ajout de matière dans le trajectographe interne de la figure 5.4 en haut.
- une légère dégradation dans la résolution de l'énergie d'au plus 0.4% en valeur absolue (figure 5.8 en bas à droite)

Plus généralement, l'addition de matière dans le trajectographe diminue l'efficacité d'association entre la position réelle (simulée) des électrons et les agglomérats reconstruits dans le calorimètre électromagnétique : $\Delta R(\text{électron vrai, amas}) < 0.1$ de jusqu'à 4% dans les bouchons. Cela a donc un impact sur l'efficacité d'identification des électrons (paragraphe 1.3). Les queues de basse énergie, c'est-à-dire d'énergie inférieure à 1σ de l'énergie vraie, sont augmentées au plus de 1%. On peut remarquer que ces résultats sont intégrés sur tout le spectre en énergie des électrons issus du W. Il a été confirmé, en accord avec les attentes, que les performances sont d'autant plus dégradées pour les électrons de basse énergie, ce qui a un impact sur la linéarité de la réponse.

2.3 Impact de la matière sur la signature des électrons de grande impulsion

Il a été démontré dans le paragraphe 2.2 que la quantité et la position de la matière en amont du calorimètre électromagnétique est une donnée importante pour l'algorithme de reconstruction de l'énergie des électrons. Dans ce paragraphe, nous allons voir comment sonder les ajouts de matière décrits dans le paragraphe 2.1 en utilisant les paramètres de trace et les caractéristiques géométriques de la gerbe des électrons de grande impulsion transverse. Chaque ajout de matière sera traité séparément suivant sa position radiale, c'est-à-dire le quadrant en ϕ sur lequel il a été simulé, et ce en partant de la matière la plus proche du calorimètre pour arriver jusqu'à la matière la plus proche du point de collision.

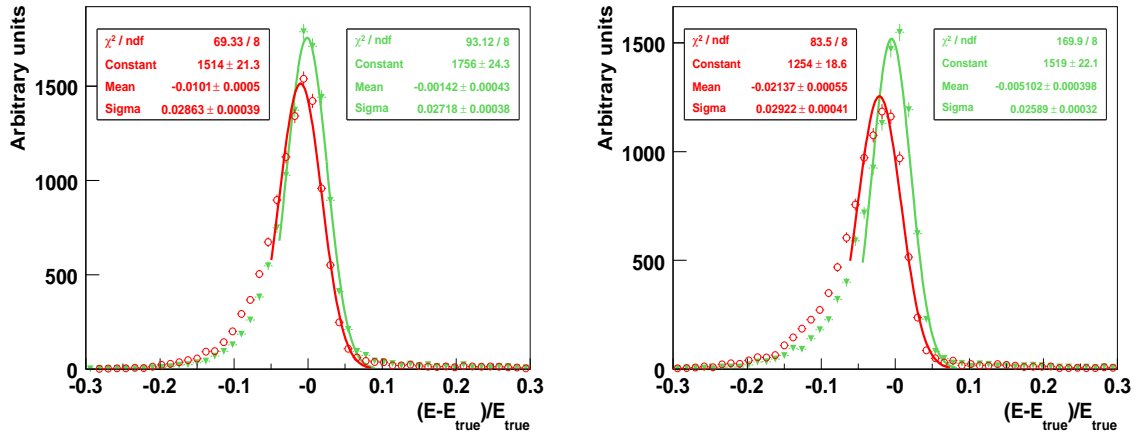


FIGURE 5.7 – Différence relative entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie des électrons issus de la décroissance des W pour $\eta \sim -1$. à gauche et $\eta \sim 1.8$ à droite, pour la région sans (avec) ajout de matière dans le trajectographe interne représenté par des triangles verts pleins (cercles rouges vides). Les résultats d'un ajustement par une gaussienne débutant à -1σ avant la valeur moyenne sont superposés.

2.3.1 Méthodologie

Pour quantifier la sensibilité de chaque variable x de gerbe ou de trace à la matière que l'électron traverse pour une région $\Delta\eta$ donnée, on définit un estimateur R_{matiere} comme étant la valeur moyenne de la variable x sur la région avec ajout de matière divisée par la valeur moyenne de x sur la région de référence. En raison de la géométrie de la simulation (voir paragraphe 2.1), cet estimateur a une définition différente en fonction de la position de la matière considérée. On divise les ajouts de matière en trois catégories, suivant leur position radiale : entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique ($PS - S1$), dans le cryostat ($cryo$) et dans le trajectographe interne (ID).

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{PS-S1} = \frac{\langle x (-\pi/2 < \phi < 0) \rangle}{\langle x (-\pi < \phi < -\pi/2) \rangle} \\ R_{cryo} = \frac{\langle x (-\pi/2 < \phi < 0; \eta > 0) \rangle}{\langle x (-\pi < \phi < -\pi/2; \eta < 0) \rangle} \\ R_{ID} = \frac{\langle x (\pi/2 < \phi < \pi) \rangle}{\langle x (-\pi < \phi < -\pi/2) \rangle} \text{ pour } \eta < 0 \\ R_{ID} = \frac{\langle x (0 < \phi < \pi/2) \rangle}{\langle x (-\pi/2 < \phi < 0) \rangle} \text{ pour } \eta > 0 \end{array} \right. \quad (5.10)$$

La déviation de l'estimateur R_{matiere} par rapport à 1 est liée à la sensibilité à un excès de matière avec une signification statistique S_{matiere} définie comme :

$$S_{\text{matiere}} = \frac{|R_{\text{matiere}} - 1|}{\sigma_R^{\text{stat}}} \quad (5.11)$$

où σ_R^{stat} est l'erreur statistique sur R_{matiere} , obtenue avec l'échantillon d'électrons considéré. Cette méthode est proche de ce qu'il est possible de faire avec les premières données en regardant les variation selon ϕ pour une zone en η donnée pour

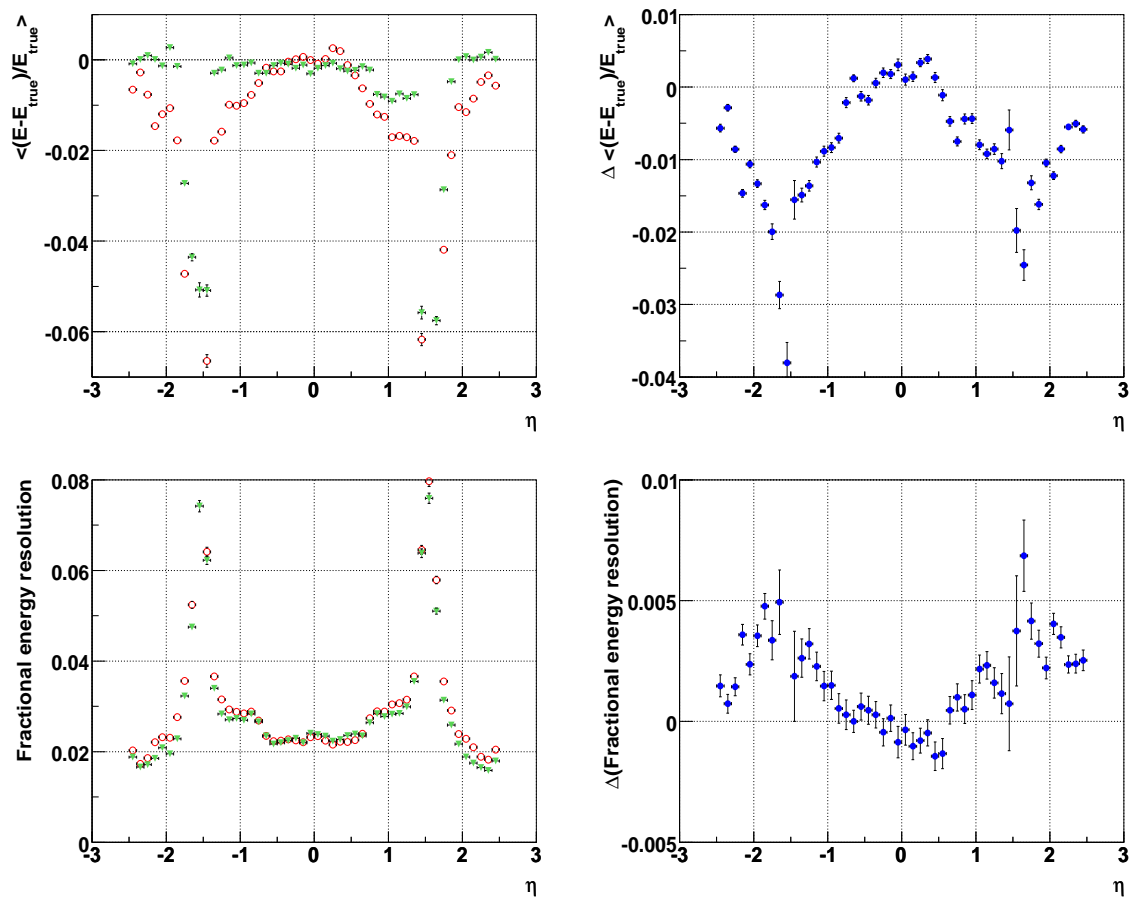


FIGURE 5.8 – Gauche : écart relatif de la mesure de l'énergie par rapport à la vérité (haut) et résolution en énergie relative (bas) en fonction de η pour la région sans (avec) ajout de matière dans le trajectographe interne représenté avec des triangles verts pleins (cercles rouges vides). Droite : différence entre les deux régions. La zone en η du passage entre le tonneau et les bouchons n'a pas été retirée pour ces figures.

déterminer les non uniformités selon ϕ de la matière en amont du calorimètre. Dans cette étude, l'intervalle choisi est de $\Delta\eta = 0.1$.

Tous les résultats obtenus dans ce chapitre ne tiennent pas compte des erreurs systématiques. En particulier, la forme des gerbes électromagnétique peut être sujette à d'autres effets que celui de la matière, comme par exemple la diaphonie. Il n'est donc possible d'utiliser les simulations Monte Carlo comme référence qu'après s'être assuré qu'il décrit bien les données. Cette problématique est le sujet du chapitre 6.

Dans la suite de ce chapitre, les variables utilisées sont liées à la mesure de la forme des gerbes électromagnétiques et des caractéristiques des traces qui leur sont associées. L'étude de la forme des gerbes bénéficie de la grande granularité du calorimètre décrite dans le chapitre 3, et de la faible dépendance en énergie de la largeur des gerbes pour des énergies entre 20 GeV et 500 GeV. Les variables de traces quant à elles bénéficient de la complémentarité entre les mesures de grande précision des détecteurs au silicium et de la quasi-continuité de la trace des TRT (voir chapitre 2).

2.3.2 Détermination de la matière proche du calorimètre électromagnétique

Le développement latéral et longitudinal des gerbes électromagnétiques est l'unique source d'informations sur la matière proche du calorimètre, c'est-à-dire dans le cryostat, dans l'aimant solénoïdal et l'électronique froide du calorimètre. Les variables de traces ne peuvent bien entendu pas être utilisées dans ce cas en raison du principe de causalité, puisque les électrons ne peuvent pas renseigner sur une matière qu'ils n'ont pas encore traversée. La détection de la matière grâce aux variables géométriques de gerbe se fait grâce au fait que la gerbe se développe plus tôt en présence d'un excès de matière juste devant le calorimètre. Il s'ensuit que :

- longitudinalement, la gerbe laisse plus d'énergie dans le premier compartiment (S1) et dans le pré-échantillonneur (PS) si l'excès de matière est placée avant celui-ci
- transversalement, c'est-à-dire selon ϕ et η , la gerbe est plus large dans S1

Pour quantifier ces effets, un excès de matière a été simulé entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique et dans le cryostat comme décrit dans le paragraphe 2.1. Leur effet sur les variables géométriques de gerbes de 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$ sont décrites dans les paragraphes suivants.

Matière entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique L'ajout de matière de $0.05 \cosh \eta X_0$ entre le pré-échantillonneur (PS) et S1 peut être détecté en comparant le quadrant de référence $-\pi < \phi < -\pi/2$ avec le quadrant incluant l'excès de matière $-\pi/2 < \phi < 0$. Un essai est tout d'abord réalisé sur une seule zone de taille $\Delta\eta = 0.1$. En considérant la zone $-1.0 < \eta < -0.9$, on obtient la figure 5.9 qui représente les deux variables de

gerbes les plus sensibles à l'ajout de matière considéré : la fraction d'énergie dans S1 et la largeur de la gerbe en η calculée avec ± 4 cellules i autour de la cellule où l'énergie est maximale i_{max} , que l'on définit comme suit :

$$\omega_{4strips} = \sqrt{\sum_{i_{max}-4}^{i_{max}+4} E_i \times (i - i_{max})^2 / \sum_{i_{max}-4}^{i_{max}+4} E_i} \quad (5.12)$$

Les distributions de ces deux variables sont données à gauche, et les profils selon ϕ à droite. L'effet d'un faible ajout de matière peut être vu qualitativement à travers le décalage entre les deux distributions et un échelon sur les profils à $\phi = -\pi/2$. Cette sensibilité peut être quantitativement exprimée grâce à l'estimateur R_{PS-S1} issu de l'équation (5.10) : $R_{PS-S1} = 1.02 \pm 0.004$ pour la fraction d'énergie dans S1 et $R_{PS-S1} = 1.007 \pm 0.002$ pour la largeur de la gerbe en η : $\omega_{4strips}$. On aboutit ainsi à une signification statistique S_{PS-S1} issu de l'équation (5.11) de respectivement 5σ et 4σ pour ces deux variables. On observe comme prévu plus d'énergie et une gerbe plus large dans S1 en présence d'un excès de matière. Le deuxième compartiment longitudinal du calorimètre électromagnétique (S2) est lui trop lointain radialement et pas assez granulaire pour être sensible à ce faible ajout de matière.

Cette étude peut être étendue à tout le tonneau du calorimètre électromagnétique. La figure 5.10 donne les valeurs de l'estimateur R_{PS-S1} en fonction de η . La proportion d'énergie laissée dans S1 est la variable qui donne la meilleure sensibilité, puisqu'elle est légèrement plus sensible que la largeur en η dans S1. De plus, l'ajout de la quantité absolue de matière selon η (terme en cosh) est visible. C'est ce qu'illustre la figure 5.11. L'estimateur R_{PS-S1} obtenu avec la variable de quantité d'énergie déposée dans S1 montre une dépendance linéaire en fonction de la quantité de matière ajoutée. Le résultat d'un ajustement aux données a été superposé aux mesures. On peut conclure de ce résultat qu'il est possible avec une statistique de 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$ de détecter un ajout de matière de $\sim 10\%$ X_0 entre PS et S1.

Matière du cryostat La matière additionnelle autour du cryostat a été simulée de deux façons différentes : d'une part entre le tonneau du cryostat et le pré-échantillonneur, pour simuler les incertitudes sur la matière du cryostat et de l'aimant solénoïdal, et d'autre part juste devant le cryostat, pour simuler les incertitudes sur les services liés au trajectographe interne. Ces deux types d'ajouts de matière peuvent être testés séparément comme expliqué dans le paragraphe 2.1, mais leur détection est rendue plus difficile à cause de la géométrie distordue.

- un ajout de $0.10 \cosh \eta X_0$ entre le cryostat tonneau et le PS peut être sondé en comparant le quadrant $-\pi < \phi < -\pi/2$ pour $\eta < 0$ avec le quadrant $-\pi/2 < \phi < 0$ pour les valeur $\eta > 0$ correspondantes. Mais cette comparaison induit des effets du second ordre car la situation n'est pas parfaitement symétrique selon le plan $\eta=0$ (matière du trajectographe interne, désalignement, voir figure 5.4 en bas).
- l'ajout de matière qui représente les services liés au trajectographe interne sont inclus dans l'ajout de matière du trajectographe interne (voir figure 5.4 haut).

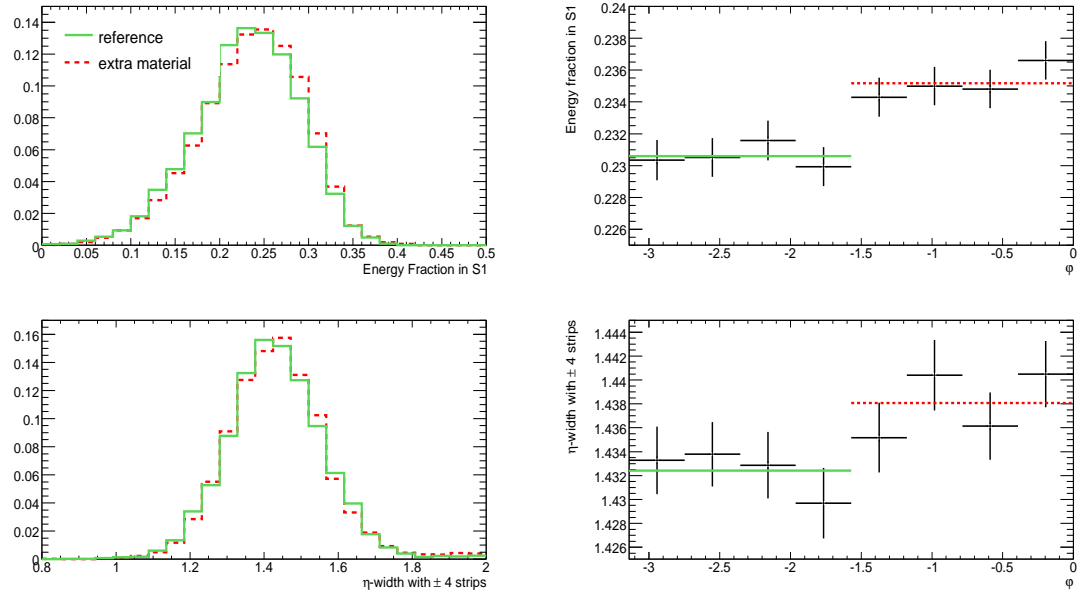


FIGURE 5.9 – Distributions normalisées (gauche) et profils selon ϕ (droite) des variables de gerbe pour $\eta \sim 1$: de haut en bas, la fraction d'énergie laissée par la gerbe dans $S1$ et la largeur en η calculée avec ± 4 cellules. La région sans (avec) ajout de matière de $0.07X_0$ entre le PS et $S1$ est la ligne verte (pointillés rouges). Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.

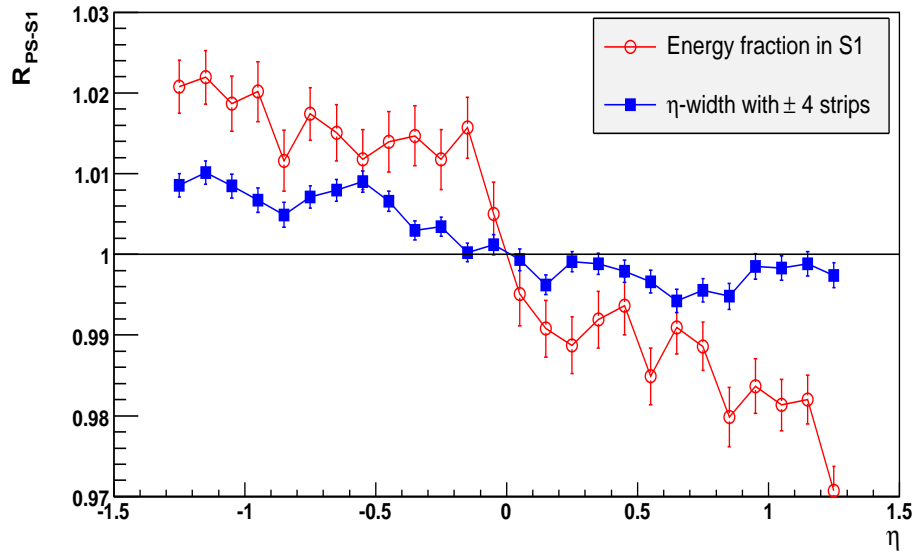


FIGURE 5.10 – Impact de l'excès de matière entre PS et $S1$ R_{PS-S1} de l'équation (5.10) sur les caractéristiques de la gerbe en fonction de η : la fraction d'énergie dans $S1$ et la largeur en η calculée avec ± 4 cellules. Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.

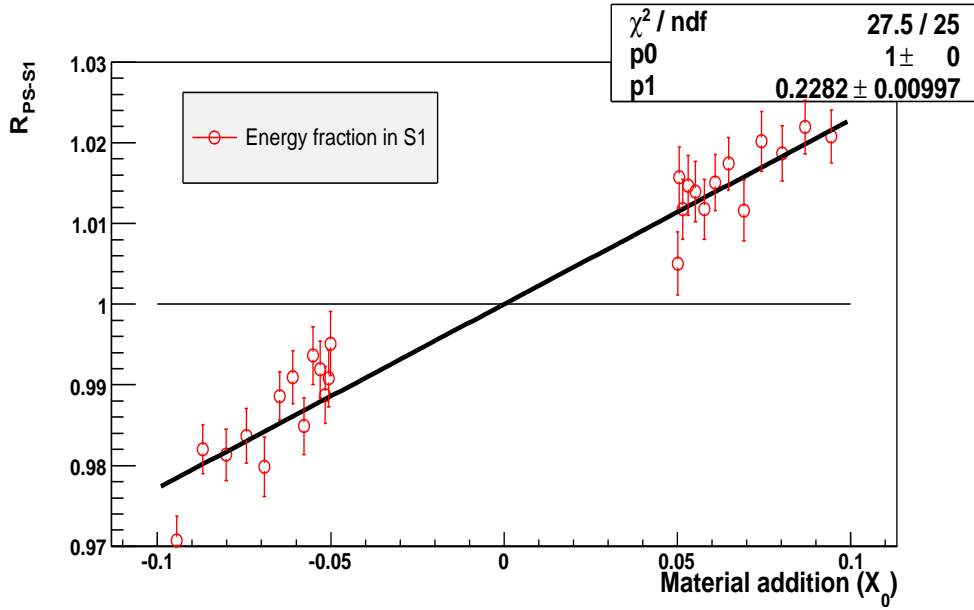


FIGURE 5.11 – Impact de l’ajout de matière entre PS et S1 sur la fraction d’énergie dans S1 en fonction de la quantité de matière ajoutée. La ligne est un ajustement aux données passant par le point $(0,1)$. Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d’événements $W \rightarrow e\nu$.

Les effets de toutes ces contributions ne peuvent pas être isolés.

En considérant tout d’abord uniquement la région $0.9 < |\eta| < 1.0$, comme il a été fait précédemment pour la matière entre PS et S1, on obtient la figure 5.12 qui représente l’impact d’un ajout de matière de $0.15 X_0$ entre le tonneau du cryostat et le PS sur quatre variables de gerbes : la fraction d’énergie dans S1, la largeur de la gerbe en η calculée avec 4 cellules, l’énergie dans S1 en dehors de la cellule centrale définie comme :

$$fracs1 = [E(\pm 3) - E(\pm 1)]/E(\pm 1) \quad (5.13)$$

où $E(\pm n)$ est l’énergie déposée dans $\pm n$ cellules de S1 autour de celle dont l’énergie est maximale, et enfin la fraction d’énergie dans le PS. La distribution de toutes ces variables est donnée à gauche (la référence étant en ligne pleine et la région avec ajout de matière la ligne pointillée), et leur profil selon ϕ à droite. On peut se rendre compte qualitativement de la sensibilité des variables en observant le décalage entre les deux distributions de gauche, et le pas à $\phi = -\pi/2$ à droite. Comme prévu, la proportion d’énergie laissée dans le PS et S1 est plus grande, et la gerbe est plus large dans S1 et moins concentrée en son centre lorsque la quantité de matière du cryostat est plus grande. Le compartiment S2 est lui placé trop en profondeur et n’est pas assez granulaire pour être aussi sensible que S1.

Pour obtenir des conclusions plus quantitatives, on calcule l’estimateur R_{cryo} défini dans l’équation (5.10) pour toutes les zones $\Delta\eta = 0.1$ dans le tonneau du calorimètre électromagnétique. Le résultat de ce calcul est donnée en fonction de η sur la figure 5.13 (gauche), et la signification statistique S_{cryo} qui lui est associée

(voir équation (5.11)) est donnée à droite de la figure. Il s'agit de la confirmation que la largeur de la gerbe et son développement longitudinal sont significativement et systématiquement sensibles à l'addition de matière dans le cryostat. Contrairement au cas de l'addition de matière entre le PS et S1 (paragraphe 2.3.2), la fraction d'énergie dans S1 est moins sensible au changement de matière du cryostat que la largeur selon η calculée dans S1. De plus, dans ce cas on peut utiliser la fraction d'énergie dans le PS, et celle-ci est aussi sensible à la matière du cryostat que la largeur selon η mesurée dans S1. Il a déjà été mentionné que des effets du second ordre pouvait apparaître du fait que la symétrie n'est pas parfaite selon le plan $\eta = 0$, ce qui rend les courbes moins homogènes que dans le cas de la matière du PS. Il semble néanmoins que la fraction d'énergie dans le PS soit sensible à la quantité relative de matière ajoutée (qui est constante), tandis que la largeur en η semble être sensible à la valeur absolue de matière présente : la croissance selon η de la valeur absolue de matière ajoutée (proportionnellement à $\cosh(\eta)$) est visible. Cet effet est illustré sur la figure 5.14 où R_{cryo} , obtenu avec la largeur gerbe en η dans S1, montre un comportement linéaire quand on le trace en fonction de l'ajout de matière, et ce malgré une distorsion due à un effet du second ordre. On a superposé à la courbe le résultat d'un ajustement linéaire. On peut donc en conclure qu'il est possible avec une statistique de 2.5 million d'événements $W \rightarrow e\nu$ de détecter un ajout de matière de $\sim 5\%$ X_0 dans le cryostat.

2.3.3 Détermination de la matière du trajectographe interne

La matière du trajectographe interne est la matière qui se trouve le plus loin de l'entrée du calorimètre. C'est aussi celle qui a l'impact le plus important sur la mesure des électrons. En guise d'illustration, on sait que la fraction d'énergie moyenne perdue par un électron d'impulsion transverse de 25 GeV en sortant du trajectographe interne se trouve entre 30% et 65%, suivant η [67]. En supposant que l'électron et le photon de bremsstrahlung soient reconstruits dans le même agglomérat de cellules calorimétriques, la principale conséquence d'un ajout de matière dans le trajectographe interne sur la gerbe électromagnétique sera un élargissement latéral de la gerbe, débouchant sur un étalement du dépôt énergétique :

- selon ϕ , l'élargissement est amplifié par le champ magnétique, et l'électron séparé du photon de bremsstrahlung qu'il a émis. Cette séparation est encore plus prononcée pour les électrons de bas p_T , comme le montre la figure 5.15. La séparation est maximale dans les régions de fort champ magnétique, comme dans le tonneau où elle peut atteindre jusqu'à 0.025 rad, ce qui est exactement la taille d'une cellule de S2 (S2 est le compartiment le plus finement segmenté dans cette direction).
- selon η , l'élargissement n'est pas amplifié mais le calorimètre (S1) est plus finement segmenté dans cette direction.

Il est bien entendu que les variables de trace associées au dépôt calorimétrique peuvent fournir une information plus précise et complémentaire sur la matière du trajectographe interne, en particulier sur sa position radiale. L'impact de la présence

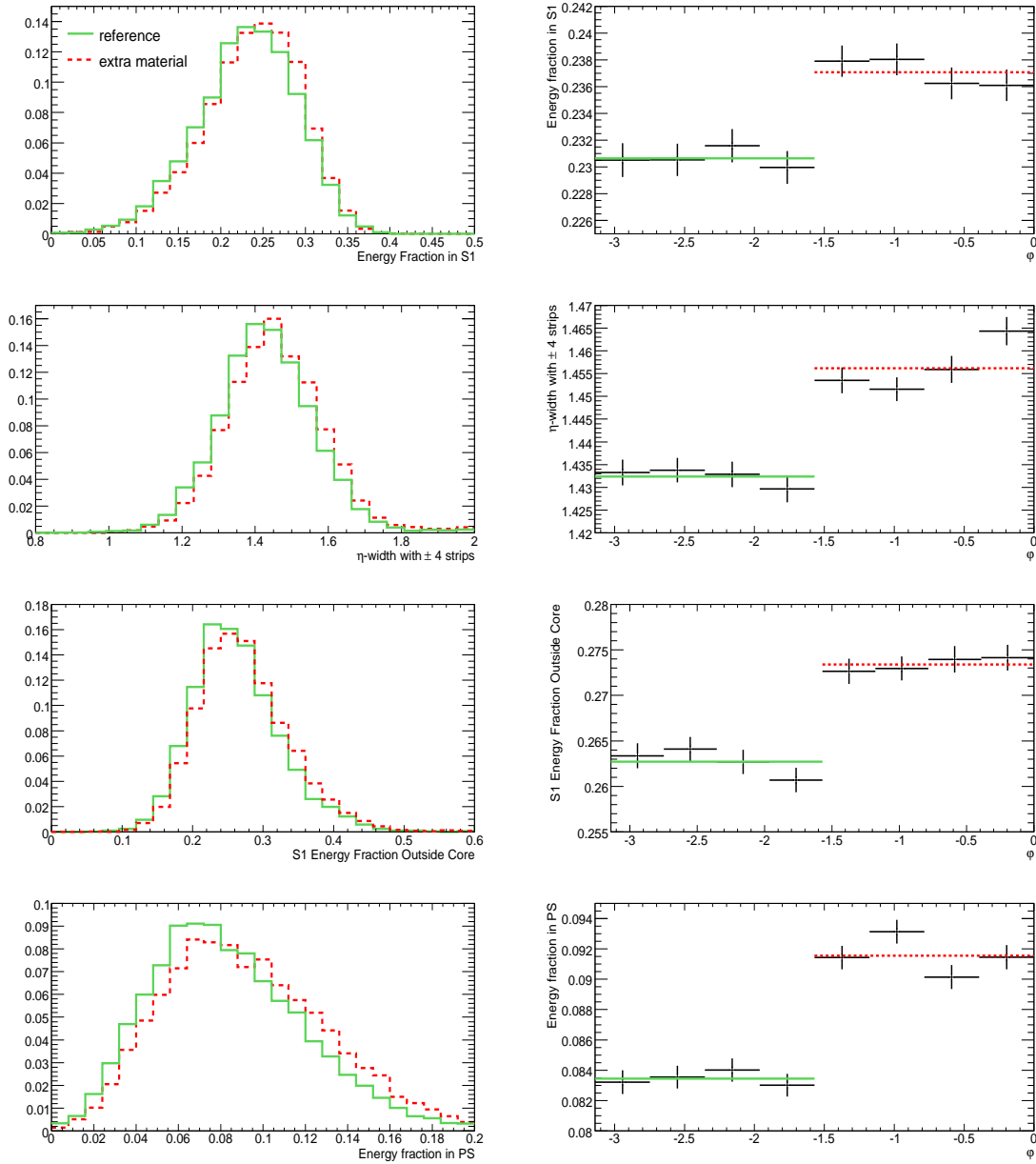


FIGURE 5.12 – Distributions normalisées (gauche) et profils selon ϕ (droite) des variables de gerbe pour $\eta \sim 1$: de haut en bas, la fraction d'énergie laissée par la gerbe dans $S1$ et la largeur en η calculée avec ± 4 cellules, la fraction d'énergie dans $S1$ en dehors des trois cellules centrale et la fraction d'énergie dans PS . La région sans (avec) un ajout de matière de $0.15X_0$ dans le cryostat est représenté par une ligne verte (des pointillés rouges). Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.

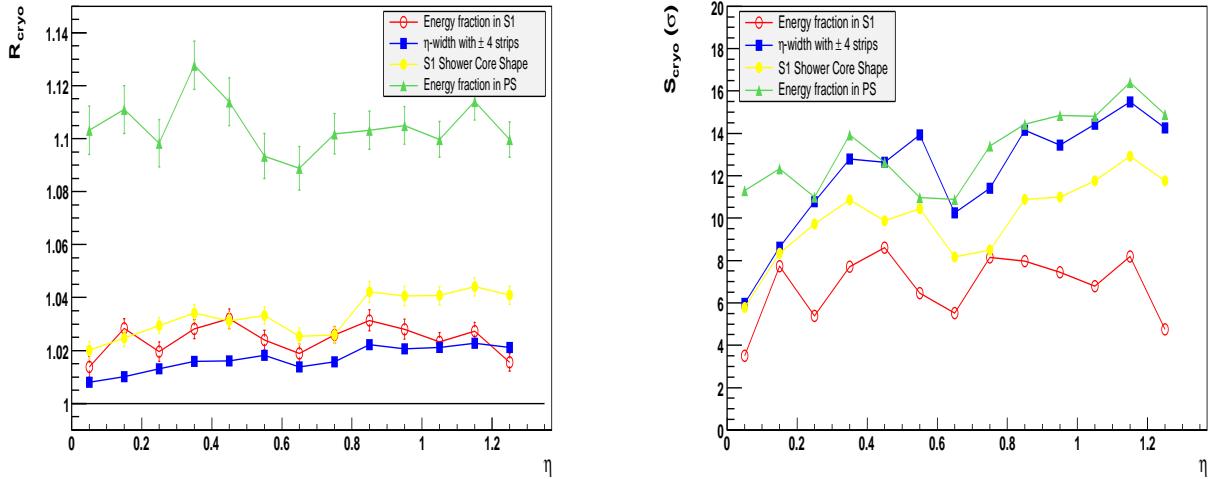


FIGURE 5.13 – (Gauche) : Impact de l'ajout de matière dans le cryostat sur les caractéristiques de la gerbe, R_{cryo} défini dans l'équation (5.10), en fonction de η : la fraction d'énergie dans S1, la largeur en η calculée avec ± 4 cellules, la fraction d'énergie en dehors des trois cellules centrales, et la fraction d'énergie dans PS. (Droite) : Signification statistique de la sensibilité des différentes variables, S_{cryo} défini dans l'équation (5.11), en fonction de η . Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.

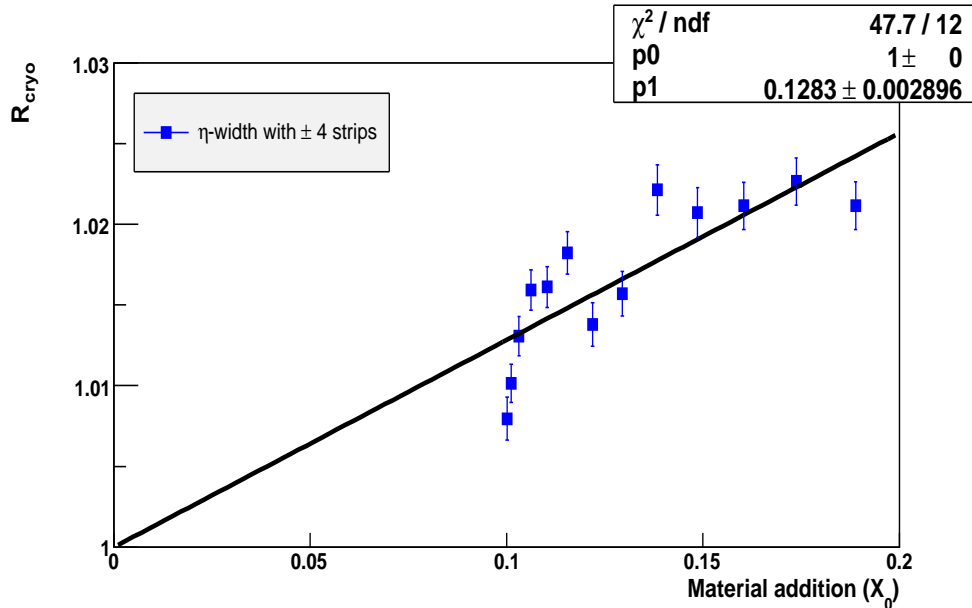


FIGURE 5.14 – Impact de l'ajout de matière dans le cryostat sur les caractéristiques de la gerbe, R_{cryo} défini dans l'équation (5.10), sur la largeur en η calculée avec ± 4 cellules en fonction de la quantité de matière ajoutée. Un ajustement linéaire passant par (0,1.) est superposé aux points mesurés. Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.

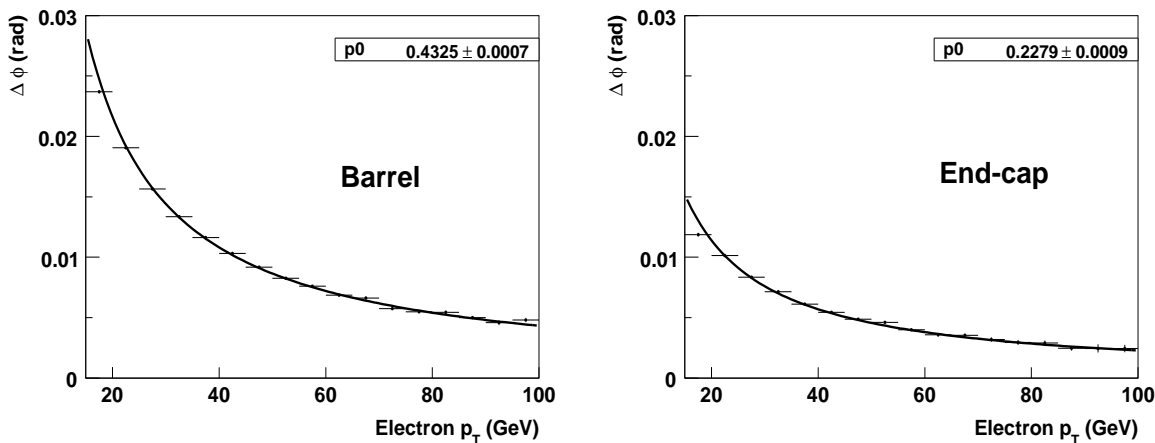


FIGURE 5.15 – *Déviati n moyenne pour un électron dans le champ magnétique solénoïdal à l'entrée du calorimètre électromagnétique dans le tonneau (gauche) et dans les bouchons (droite), en fonction du vrai p_T de l'électron. En supposant que les photons de bremsstrahlung soient dans le même amas de cellules calorimétriques que l'électron, la courbe représente la distance typique en ϕ entre un électron et un photon émis depuis le point d'interaction. Les lignes sont le résultat d'un ajustement avec la fonction p_0/p_T .*

de matière ajoutée dans le trajectographe interne est le suivant :

- un changement de direction et de courbure dans la trajectoire, qui pourrait être localisée grâce à une procédure de récupération du rayonnement de bremsstrahlung lors de la reconstruction de la trace, et la présence d'un point hors de la trace reconstruite, qui devrait pointer dans la direction où le photon a été émis
- l'association entre la trace silicium et la trace TRT pourrait échouer, et donc la trace pourrait ne pas inclure de points de mesure dans le TRT
- la mesure du moment de l'électron à partir de la courbure de la trace devrait être sous-estimée, provoquant une déviation de la variable E/p de la valeur unitaire et accroître les queues dans sa distribution
- une différence entre la trace extrapolée depuis le point d'interaction et le centre du cluster dans S2 [68]

Pour obtenir des conclusions plus quantitatives, de la matière a été ajoutée dans le trajectographe interne, selon la description du paragraphe 2.1. Une bonne partie de ces additions de matière provient de l'incertitude sur les services, situés juste en amont du calorimètre électromagnétique pour $|\eta| > 0.6$. Cetta matière a déjà été traitée dans le paragraphe 2.3.2. Dans cette partie seront traités les ajouts de matière situés dans les détecteurs en silicium du trajectographe interne (paragraphe 2.3.3), entre le SCT et le TRT (paragraphe 2.3.3) et entre le tonneau et les bouchons du TRT (paragraphe 2.3.3).

Matière dans les couches de silicium

Impact sur la gerbe électromagnétique et sur les variables d'association trace-dépôt calorimétrique L'impact d'un ajout de matière dans les couches de détection du silicium sur les gerbes électromagnétiques peut être étudié dans la région $|\eta| < 0.6$, où 1% X_0 (resp. 1% à 3% X_0) sont ajoutés radialement dans les couches des pixels (resp. SCT) dans le quadrant $\pi/2 < \phi < \pi$, comparativement au quadrant $\pi/2 < \phi < 3\pi/2$. La figure 5.16 illustre l'effet de cet ajout de matière sur quatre variables représentatives de la forme de la gerbe : la largeur de la gerbe selon η calculée avec ± 4 cellules de S1, la largeur de la gerbe en ϕ calculée dans S2 et définie par :

$$w_{\phi 2} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i \times \phi_i^2}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i E_i \times \phi_i}{\sum_i E_i} \right)^2}, \quad (5.14)$$

, la distance en ϕ entre le dépôt calorimétrique et sa trace associée, et le rapport E/p entre l'énergie reconstruite dans le calorimètre et le moment mesuré à partir de la trace. Les distributions de ces variables sont affichées à gauche pour les deux régions (ligne pleine verte pour la région de référence et pointillés rouges pour la région avec ajout de matière) et les profils selon ϕ sont affichés à droite. On peut constater qualitativement l'effet de l'ajout de matière grâce au décalage entre les distributions sur la colonne de gauche, et grâce à la discontinuité en $\phi = \pi$ sur les profils à droite. Les effets sont relativement faibles étant donné que les ajouts de matières sont eux-même simulés en faibles quantités. On peut néanmoins observer un élargissement de la gerbe selon η et ϕ en présence d'un ajout de matière, et plus spécialement en ϕ à cause du champ magnétique. Dans ce cas, on mesure $R_{ID} = 1.007 \pm 0.001$, correspondant à un effet de 7σ . De plus, l'association entre le dépôt calorimétrique et la trace est détériorée par la matière excédente, ce qui augmente la distance en ϕ , décale la distribution de E/p et en accentue la queue. C'est la quantification de cette queue qui donne les meilleurs résultats en sensibilité à la matière. On obtient par exemple que la fraction d'événements satisfaisant la condition $E/p > 1.2$ est $(26.7 \pm 0.2)\%$ dans la région avec ajout de matière contre $(24.1 \pm 0.2)\%$ dans la région de référence, ce qui correspond à un estimateur $R_{ID} = 1.108 \pm 0.011$ et un effet de 10σ .

En conclusion, un faible excédent de matière de quelques % X_0 dans les couches de silicium peut être détecté en utilisant la forme en ϕ de la gerbe électromagnétique ou les variables d'association entre la trace et le dépôt calorimétrique, et plus particulièrement la distribution E/p . La trace de l'électron fournit une information complémentaire sur la position de ces excès de matière. C'est l'objet de la suite de ce chapitre.

Impact sur la trace de l'électron et localisation dans le plan R-z Déterminer la position des excès de matière ajoutés entre les couches de détection des détecteurs à silicium revient à rechercher la position d'émission du photon de bremsstrahlung dans la trace laissée par l'électron⁵. Cette localisation est possible en

5. Pour décorréler les différents effets, les coupures d'identification appliquées à l'électron sur sa trace sont enlevées

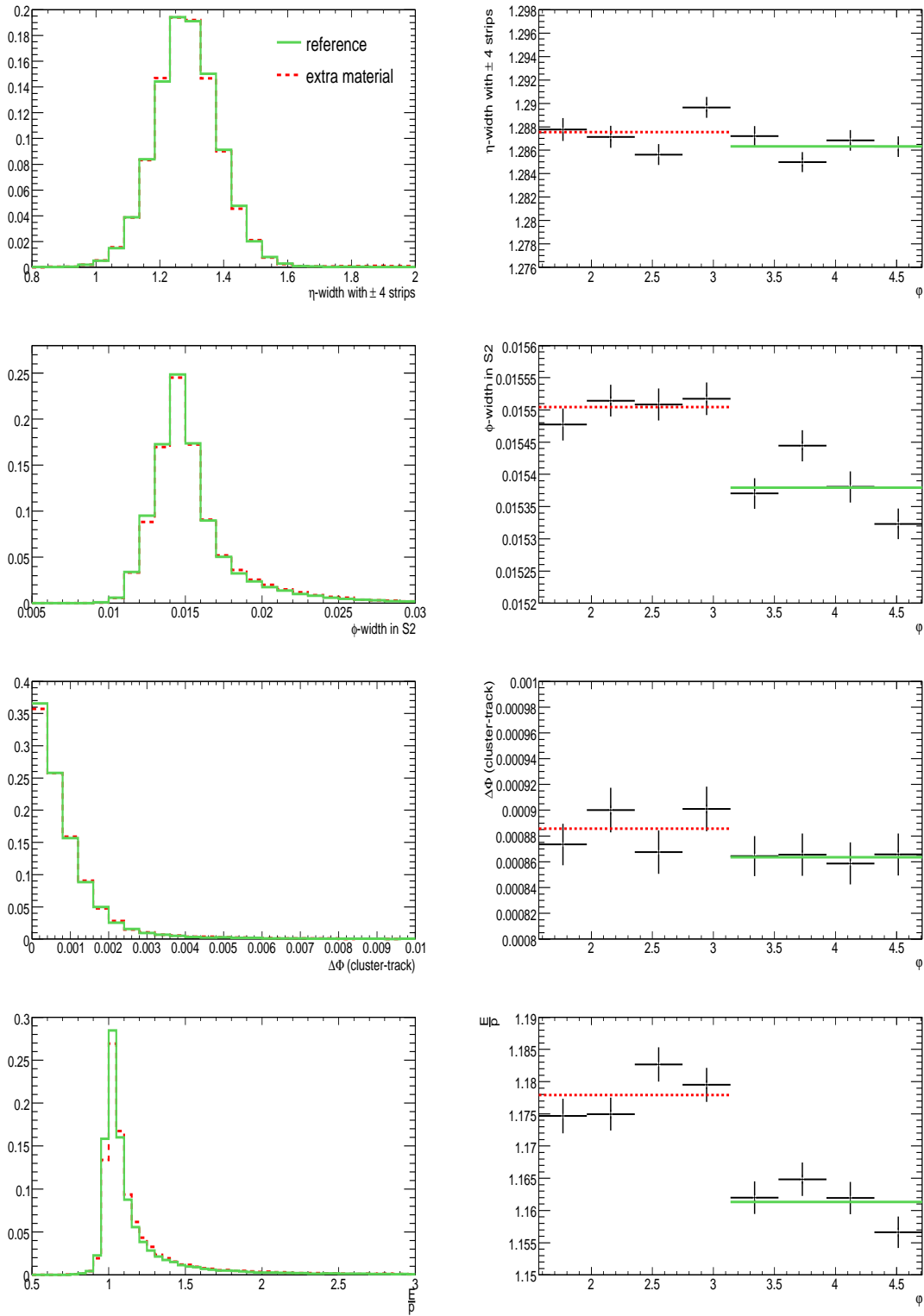


FIGURE 5.16 – Distributions normalisées (gauche) et profils selon ϕ des variables de gerbe et d'association entre la trace et le dépôt calorimétrique pour $-0.6 < \eta < 0$: de haut en bas, la largeur en η calculée avec ± 4 cellules de S1, la largeur en ϕ du dépôt calorimétrique dans S2, la distance en ϕ entre le dépôt calorimétrique et la trace associée, et E/p . La région sans (avec) quelques % X_0 d'ajout de matière dans les couches de détection au silicium sont représentées en ligne verte plein (pointillée rouge). Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.

identifiant le point de mesure s'écartant le plus de la trace reconstruite, point que l'on appellera plus tard le point déviant. Dans ce but, la trace est reconstruite en utilisant uniquement les points de mesure des détecteurs au silicium. La qualité de l'ajustement de la trace aux points de mesure est appelé χ^2_{SiRef} , avec NDF_{SiRef} degrés de libertés (Number of Degrees of Freedom), voir sur la figure 5.17 à gauche, la ligne pleine noire. Plusieurs reconstructions de la trace sont effectuées, à chaque fois en excluant un point de mesure. Lorsque la qualité de la trace est la meilleure (χ^2_{SiMax} , NDF_{SiMax}), le point exclu correspond au point déviant, voir sur la figure 5.17 à gauche, les poitillés rouges. La figure 5.18 montre la distribution en $R(z)$ des points déviants du tonneau et des bouchons. Dans le tonneau, 70% des points déviants sont localisés dans les pixels, tandis que dans les bouchons ils sont plus équitablement répartis entre les différentes couches.

L'amélioration de la qualité de la trace par l'exclusion du point déviant peut être quantifiée grâce à la variable :

$$Q_{max} = \frac{\chi^2_{SiMax}}{NDF_{SiMax}} - \frac{\chi^2_{SiRef}}{NDF_{SiRef}} \quad (5.15)$$

dont la distribution est donnée sur la figure 5.17 à droite. Le pic représente les cas où le point déviant est choisi de manière aléatoire parmi les points de mesure c'est-à-dire les cas où tous les points ont à peu près la même contribution au χ^2 . En revanche, la queue sur la gauche de la distribution correspond aux cas où le point déviant contribue significativement à dégrader la qualité de la reconstruction de la trace. Par la suite, les points déviants significatifs seront définis par la coupure $Q_{max} < -0.35$. Cette valeur est un compromis pour conserver suffisamment de statistique tout en ayant une bonne sensibilité à la matière du trajectographe interne. Il est intéressant de constater qu'une coupure plus basse sur E/p (typiquement $E/p > 1.5$) peut être une alternative à cette sélection, qui est plus facile à implémenter avec les données.

Les points significativement déviants définis précédemment peuvent être utilisés pour localiser les excès de matière. En guise d'exemple, la figure 5.19 montre les profils selon ϕ du pourcentage de points significativement déviants pour une couche donnée : la couche du b dans le tonneau, la seconde couche du tonneau du SCT, le premier disque des bouchons des pixels et le troisième disque des bouchons du SCT. On obtient par exemple en haut à gauche ~ 47 (49)% de points déviants dans la couche du b altèrent significativement la qualité de la reconstruction de la trace pour $\phi < 0$ (> 0). L'effet de l'ajout de matière dans la région $\phi > 0$ peut être vue qualitativement par la discontinuité en $\phi = 0$: comme prévu, la présence d'un excès de matière près d'une couche de détection provoque une augmentation du pourcentage de points significativement déviants.

On peut exprimer cet effet quantitativement par le biais de l'estimateur R_{ID} défini dans l'équation (5.10). Il est illustré par la figure 5.20 pour le tonneau (haut) et les bouchons (bas) des couches de silicium. La présence d'ajouts de matière est clairement signalée par l'écart de l'estimateur R_{ID} par rapport à 1 dans les différentes couches et disques touchés. La matière est répartie en plusieurs endroits et

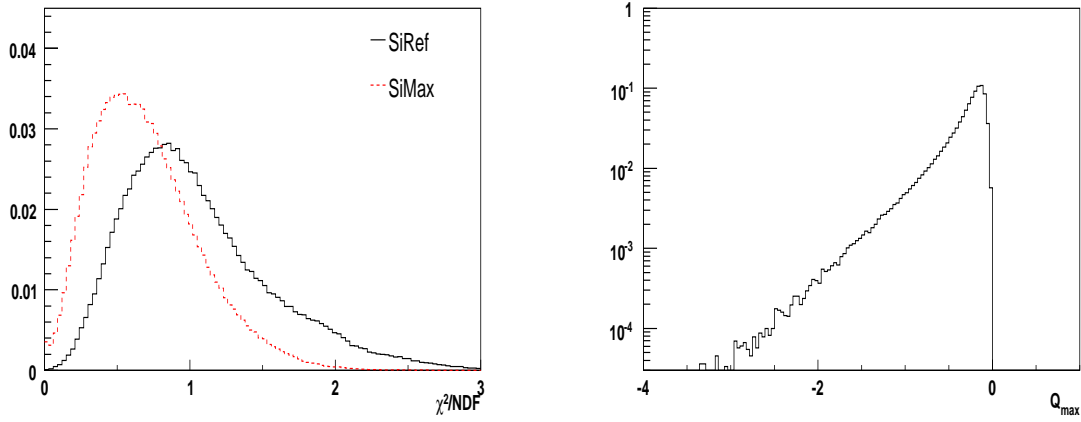


FIGURE 5.17 – *Gauche : Distribution de χ^2/NDF pour la trace reconstruite dans les détecteurs au silicium en utilisant tous les points (ligne pleine noire) et en utilisant tous les points sauf le point déviant (pointillés rouges). Droite : Distribution normalisée de Q_{max} (voir équation (5.15)), qui représente l'amélioration de l'ajustement aux données en retirant le point déviant.*

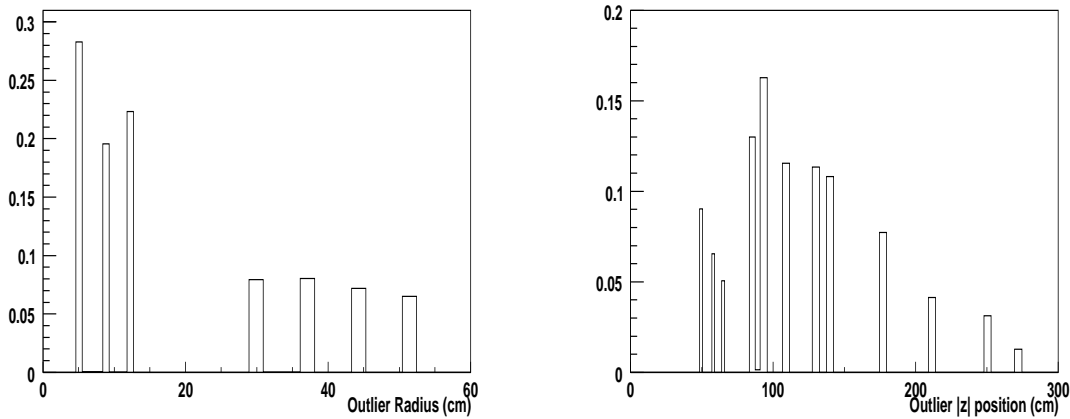


FIGURE 5.18 – *Distribution normalisée de la position du point déviant : (gauche) rayon dans les couches du tonneau, et (droite) position en z dans les disques des bouchons.*

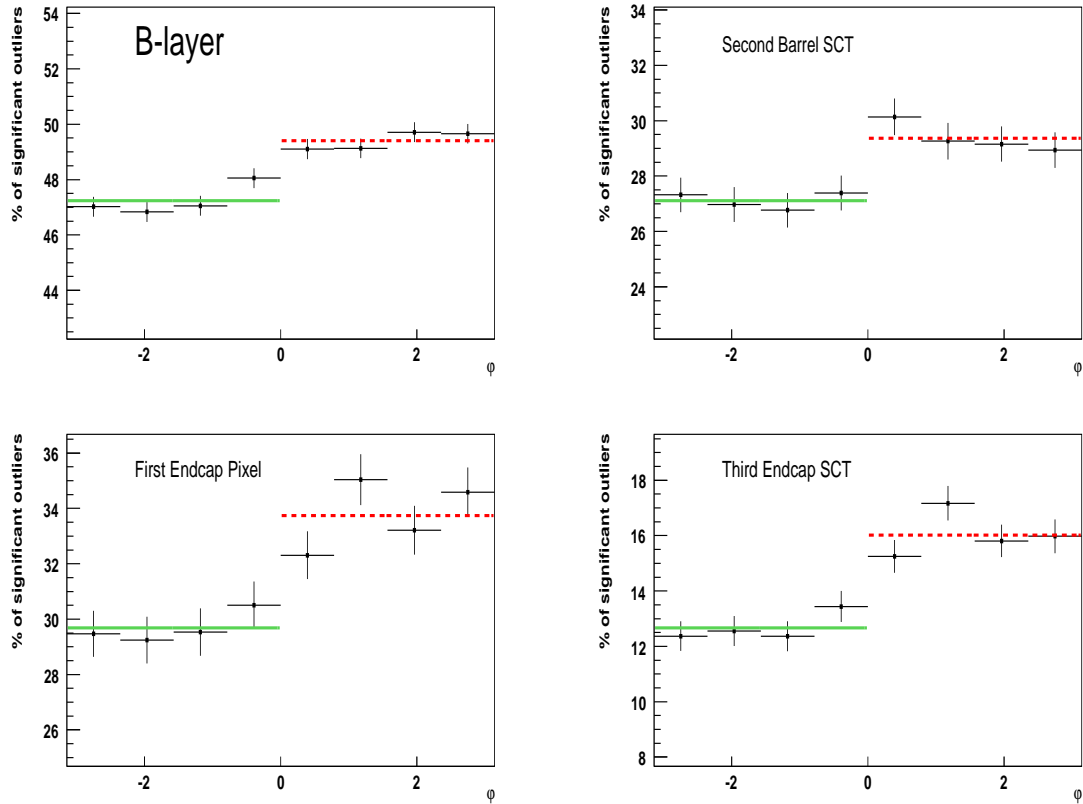


FIGURE 5.19 – Pourcentage de points déviants dans une couche donnée des détecteurs à silicium et dont la contribution à la qualité de la trace est suffisamment importante ($Q_{\max} < -0.35$) en fonction de ϕ : en haut à gauche dans la couche du b, en haut à droite dans la deuxième couche du tonneau du SCT, en bas à gauche dans le premier disque des bouchons des pixels, et en bas à droite dans le 3^{ème} disque des SCT. La région sans (avec) addition de matière, $\phi < 0$ ($\phi > 0$), est soumise à un ajustement avec une constante en vert (pointillés rouges). Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.

représentée par des flèches en bas des graphiques de la figure 5.20. Dans le cas du tonneau, la plus importante addition de matière se trouve dans la deuxième couche du SCT (entre 1% et 3% X_0), ce qui se traduit par la présence de plus de points significativement déviants dans toutes les couches du SCT, mais plus particulièrement dans la seconde. L'ajout de matière de 1% X_0 placé juste après la couche du b des pixels affecte toutes les couches des pixels, il ne peut donc pas être localisé plus précisément. On constate que les effets sont les mêmes pour $z > 0$ et $z < 0$, tout comme les ajouts de matière, ce qui confirme les résultats.

La situation est plus complexe dans les bouchons puisque les ajouts de matière sont multiples et quelques uns dépendent du signe de z . Les ajouts de matière devant les disques des pixels (1% X_0 après la couche du b dans le tonneau et 1% X_0 juste avant le premier disque des bouchons) sont détectés par toutes les couches des pixels. De même, l'ajout de matière devant les disques de SCT (de 0.6 à 1.2% de X_0 de services du tonneau entre les pixels et le SCT) est visible dans toutes les couches du SCT. On peut remarquer que l'effet est plus important dans les trois premiers disques des SCT, tout comme ils sont sensibles aux 3% X_0 ajoutés dans la deuxième couche des SCT. Enfin, les ajouts de matière dans les disques de silicium ne sont pas symétriques entre $z > 0$ et $z < 0$. On peut constater par exemple que l'effet est plus significatif pour le premier et le sixième (troisième et cinquième) pour $z < 0$ ($z > 0$), à l'endroit où 2 à 3% X_0 de matière sont ajoutés. C'est également vrai bien que moins significatif pour le 1% X_0 ajouté dans le troisième (deuxième) disque des pixels pour $z < 0$ (respectivement $z > 0$).

En conclusion, tous les ajouts de matière simulés dans le trajectographe pour l'hémisphère $\phi > 0$ (figure 5.5) peuvent être corrélés avec la position des points de mesures s'écartant significativement de la trace reconstruite. Le prochain paragraphe est lui dédié à la matière qui a été ajoutée après le SCT. Pour décorréliser le mieux possible les effets de la matière après le SCT de ceux engendrés par la matière des détecteurs au silicium, une coupure orthogonale, $Q_{max} > 0.35$ (équation (5.15)), est appliquée à tous les électrons n'ayant pas émis un rayonnement de bremsstrahlung très énergétique dans ces couches de détection.

Matière entre le SCT et le TRT En cas d'interaction entre le SCT et le TRT, l'association entre la trace dans les détecteurs au silicium et celle du TRT peut échouer ce qui aura pour conséquence que la trace n'inclura pas de points du TRT dans la reconstruction standard d'ATLAS qui part du point d'interaction. Pour quantifier cet effet, un ajout de matière radial de 0.05 (resp. 0.025) X_0 entre les bouchons du SCT et les TRT a été simulé sur l'hémisphère $\phi > 0$ pour $-2.0 < \eta < -1.0$ (resp. $1.0 < \eta < 2.0$), comme indiqué sur la figure 5.5.

Dans la suite de ce paragraphe, nous allons nous concentrer sur la région ayant un nombre constant de points de mesure dans le TRT, c'est-à-dire $1.2 < |\eta| < 1.6$. En guise d'exemple, la figure 5.21 (gauche) donne la distribution du nombre total de points de mesures dans la trace pour les deux hémisphères (ligne verte pour la référence et tirets rouges pour la région avec ajout de matière) dans la zone $-1.6 < \eta < -1.2$. Le premier pic autour de 12 correspond aux traces sans points dans le TRT,

et le second pic autour de 50 correspond à une trace totale. De ces distributions on déduit le pourcentage de traces sans TRT. Son profil selon ϕ est donné à droite de la figure 5.21. On constate que comparativement à la région de référence, le pourcentage augmente de 50% dans la région avec ajout de matière. Le rapport R_{ID} décrit dans l'équation (5.10) est de 1.56 ± 0.01 , ce qui représente un écart significatif par rapport à 1. En calculant le rapport R_{ID} pour toutes les régions $\Delta\eta=0.1$ dans l'intervalle $1.2 < |\eta| < 1.6$ on peut estimer la dépendance de cette quantité en fonction de l'ajout de matière. Comme le montre la figure 5.22, cette dépendance est linéaire bien que déformée par le fait que de la matière soit aussi ajoutée dans les couches de détection en silicium. On peut en conclure qu'une statistique de 2.5 millions de $W \rightarrow e\nu$ est suffisante pour détecter à peu près 2% de matière excédente entre le SCT et le TRT.

Ce résultat est également valable dans la région $|\eta| < 0.7$ où le nombre de points de mesure dans le TRT est également constant. Dans les régions après la transition tonneau/bouchons ($1.0 < |\eta| < 1.2$) et à l'extrémité des bouchons ($1.6 < |\eta| < 2.0$), l'effet de l'ajout de matière est clairement visible grâce au pourcentage de traces sans points TRT, mais l'effet est atténué du fait que le nombre de points de mesure est plus faible.

Matière entre le tonneau et les bouchons du TRT L'intervalle entre le tonneau et les bouchons du TRT est rempli de câbles et de services reliés aux détecteurs en silicium et au tonneau du TRT, ce qui correspond à la matière dont la quantité est difficile à évaluer. Pour tenir compte de cette incertitude, un ajout de matière vertical de $0.03X_0$ est fait dans l'hémisphère $\phi > 0$, comme indiqué sur la figure 5.5. Son impact sur le nombre de points TRT par trace est illustré par la figure 5.23 pour la région $0.8 < \eta < 1.0$: les distributions pour les deux hémisphères (ligne verte pour la référence et tirets rouges pour la zone avec ajout de matière) sont représentés sur la gauche, et les profils selon ϕ sur la droite. L'effet de l'ajout de matière peut être constaté qualitativement par le décalage entre les deux distributions à gauche, et la discontinuité en $\phi=0$ à droite. Comme prévu le nombre de points dans le TRT décroît en présence d'un excédent de matière. On peut exprimer cet effet quantitativement via le rapport R_{ID} de l'équation (5.10) : $R_{ID}=0.993 \pm 0.001$. Le résultat correspond à une signification statistique S_{ID} (équation (5.11)) aux alentours de 7σ .

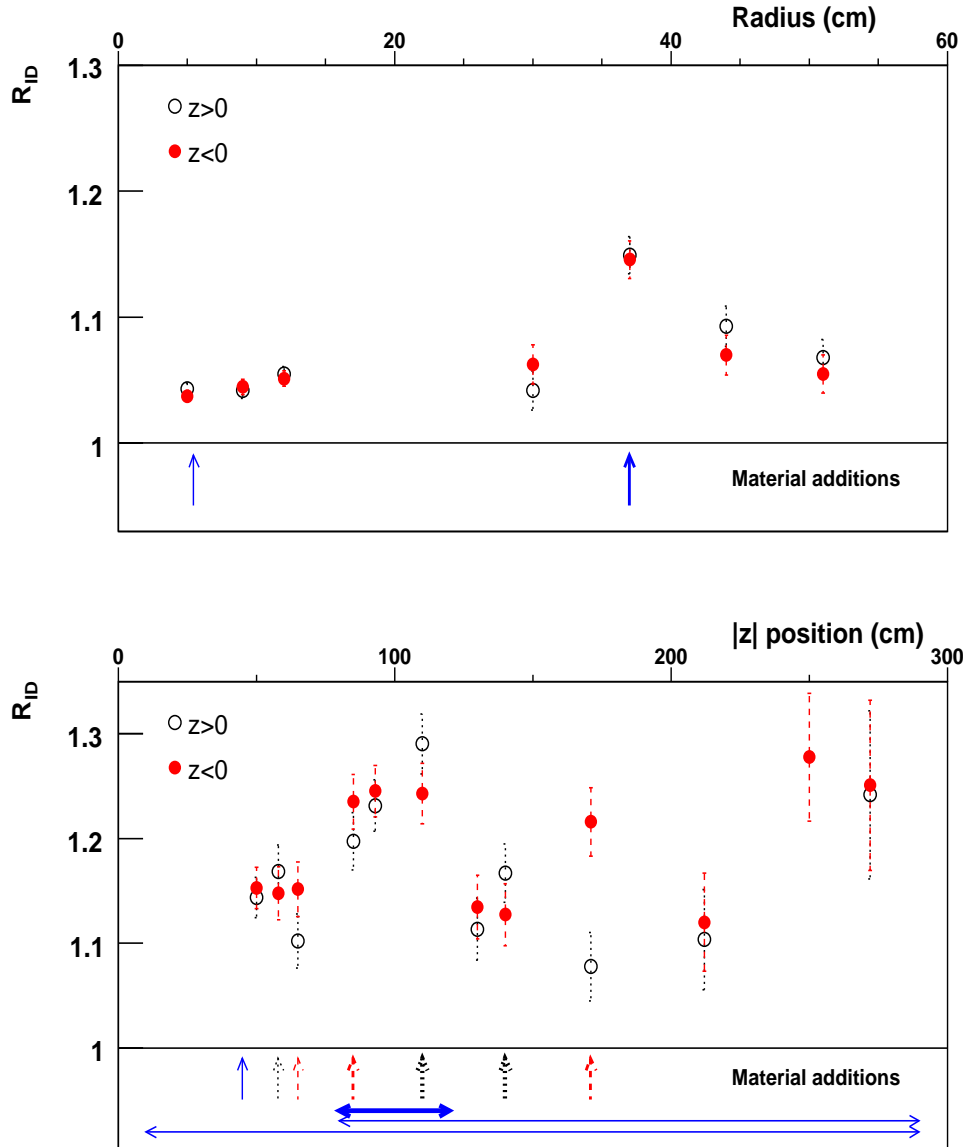


FIGURE 5.20 – Impact de l'ajout de matière dans les détecteurs au silicium, R_{ID} (équation (5.10)), sur le pourcentage de points significativement déviants ($Q_{max} < -0.35$), en fonction de la position du point déviant, c'est-à-dire de son rayon dans le tonneau (haut) et de sa position en $|z|$ dans les bouchons (bas). $z > 0$ et $z < 0$ sont représentés respectivement par les points noirs et des tirets rouges. Les flèches indiquent la position des ajouts de matière, leur épaisseur étant proportionnelle à la quantité de matière ajoutée en pourcentage de X_0 dans l'hémisphère $\phi > 0$. Les lignes verticales représentent la matière localisée dans les couches de silicium et les lignes horizontales la matière devant les disques des bouchons pour un rayon donné.

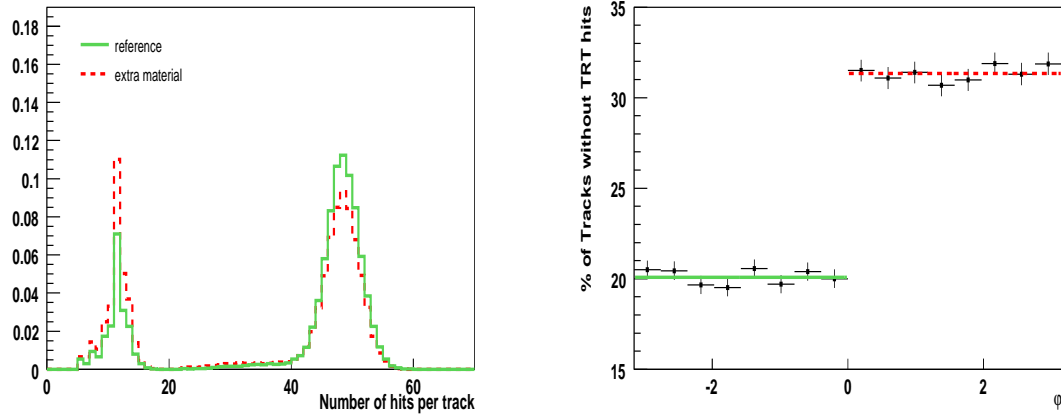


FIGURE 5.21 – Gauche : Distribution normalisée du nombre de points de mesure dans la trace reconstruite dans la zone $-1.6 < \eta < -1.2$. Droite : Profil selon ϕ du pourcentage de traces sans points de mesure dans le TRT. La région sans (avec) addition de matière de $0.05 X_0$ entre le SCT et le TRT est représentée par la ligne verte (tirets rouges). Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.

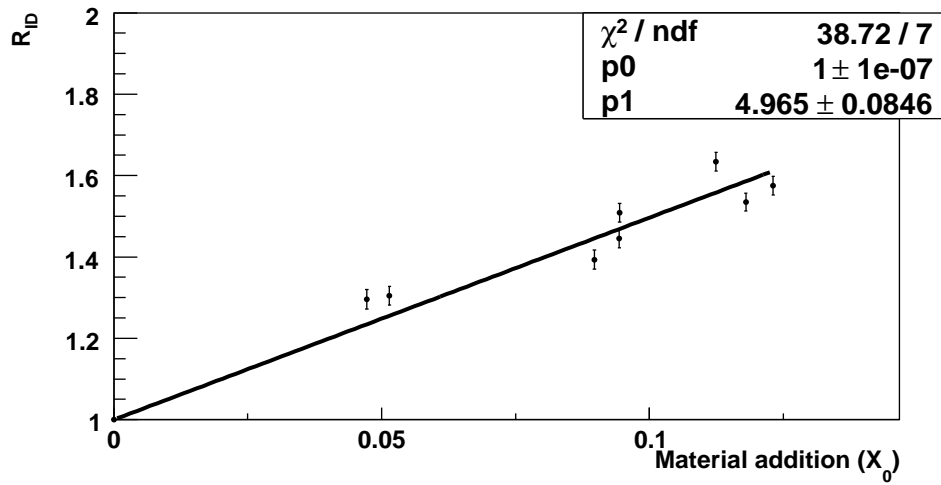


FIGURE 5.22 – Impact de l'ajout de matière entre le SCT et le TRT sur le pourcentage de traces sans points dans le TRT exprimé par le rapport R_{ID} de l'équation (5.10) en fonction de l'ajout de matière absolu. Une coupure sur la qualité de la trace $Q_{max} > -0.35$ des détecteurs en silicium est effectuée pour sélectionner les électrons n'ayant pas émis de bremsstrahlung dans ces couches de détection. La ligne noire est le résultat d'un ajustement linéaire passant par le point $(0,1.)$. Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.

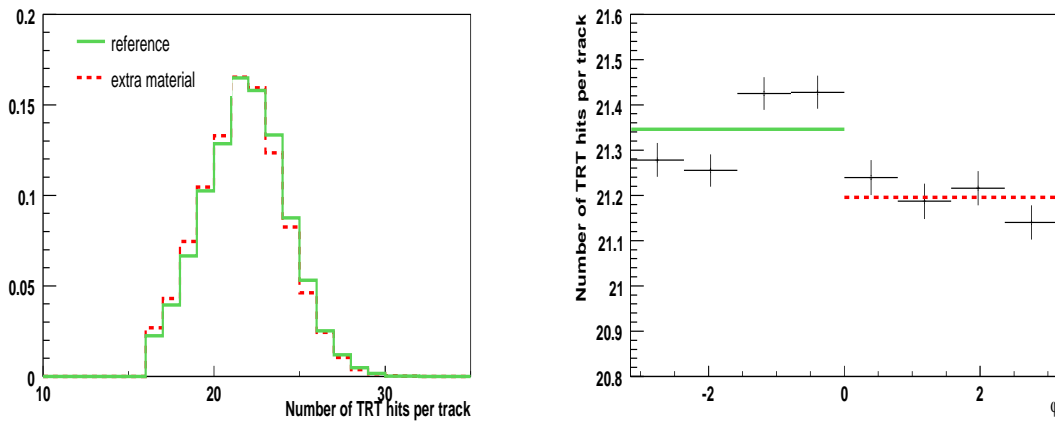


FIGURE 5.23 – *Distribution normalisée (gauche) et profil (droite) selon ϕ du nombre de points de mesure dans le TRT de la trace reconstruite de l'électron pour $0.8 < \eta < 1.0$. Le nombre de points TRT par trace doit être au minimum de 15. La région sans (avec) un ajout de matière de $0.04 X_0$ entre le tonneau et les bouchons du TRT est représenté par la ligne verte (les tirets rouges). Le résultat est obtenu avec 2.5 millions d'événements $W \rightarrow e\nu$.*

2.4 Conclusion

La cartographie de la matière en amont du calorimètre électromagnétique sera l'un des enjeux majeurs lors du début de la prise de données pour atteindre les performances nominales de la reconstruction des électrons et des photons. Malgré une estimation relativement précise des poids de chaque élément constitutif du détecteur et des test faisceaux, l'obtention de la précision requise pour les objectifs de physique d'ATLAS sera une tâche de longue haleine pour laquelle toutes les sources d'informations méritent d'être explorées. L'accent est mis sur la cartographie de la matière du trajectographe interne avec l'étude de la position des conversions γ et la mesure de E/p . Il a été montré dans ce chapitre que les électrons isolés de grand p_T (>15 GeV) offrent de multiples opportunités grâce à la complémentarité entre la précision de la mesure de la forme des gerbes électromagnétique qui bénéficie de la grande granularité latérale et longitudinale du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, et l'excellente définition de la trace, grâce à la haute précision des détecteurs au silicium et de la trace quasi-continue du TRT.

La géométrie déformée du détecteur ATLAS implémentée dans les simulations CSC donne une bonne opportunité pour démontrer le potentiel de détection de la matière excédentaire grâce aux électrons isolés de grand p_T . Il a été montré qu'ils pouvaient fournir des informations quantitatives sur la matière en amont du calorimètre, des détecteurs au silicium jusqu'à l'électronique froide en aval du pré-échantillonneur. La mesure en 3-D des caractéristiques de la gerbe et de la trace (points déviants de la trace, points du TRT) ont permis de décorréler la matière placée à différents endroits. En particulier, quelques millions d'électrons de Z ou de W sont suffisants pour détecter $\sim 10\%$ de matière excédentaire entre le PS et S1, 5% dans le cryostat et quelques % X_0 dans le trajectographe interne. Dans ce dernier cas, la trace fournit des informations sur la position des excès de matière.

Un certain nombre de complications sont cependant susceptibles de naître lors de l'analyse des données. La première est le fait que tous les différents excédents de matière (détecteur interne, cryostat, ...) seront mélangés et que leurs effets devront être dissociés. Cela pourra être réalisé à terme en combinant les informations provenant des électrons, des événements de biais minimum [62] [72], et les conversions de γ [73]. De plus, seuls les électrons présentent l'avantage d'être une source d'informations multiple grâce à la complémentarité entre les mesures de précision liées à la forme de la gerbe électromagnétique et de leur trace associée.

Une autre complication découle de l'exigence de précision sur la localisation des excès de matière. Cette exigence requiert d'obtenir un échantillon suffisant d'électrons de grand p_T (>15 GeV). Dans les premiers mois d'exploitation du LHC, les électrons issus de W ou de Z sont encore trop rares. Il est donc envisageable d'utiliser dans un premier temps les électrons issus des désintégrations de b et de c qui bien que bruitées par l'activité hadronique représentent des sources plus abondantes.

Enfin se pose la problématique de la référence choisie pour l'étude de la matière. Pour commencer, les non-uniformités selon ϕ de la forme des gerbes et des caractéristiques de la trace dans une région en η donnée peuvent être étudiées avec les premières données sans recourir aux simulations Monte Carlo, dans la perspective de la détection des anomalies les plus importantes. Mais pour une étude plus poussée, les mesures devront être comparées aux distributions obtenues par Monte Carlo, ce

qui amène la problématique de la maîtrise des erreurs systématiques qui n'ont pas été traitées dans ce chapitre. Outre la matière du détecteur, la forme des gerbes dans le calorimètre peut être affectée par la diaphonie, la composition de la simulation en pions neutres et chargés ou encore la simulation du détecteur. C'est pourquoi une comparaison systématique des variables d'identification des électrons doit être menée avec les premières données. Cette problématique est développée dans le chapitre 6.

La stratégie à mener avec les vraies données évoluera donc avec le temps, selon la disponibilité d'échantillons d'électrons purs, la précision du trajectographe interne et l'ajustement des simulations Monte Carlo. Lors des toutes premières prises de données, les non-uniformités selon ϕ de la forme caractéristique de la gerbe des électrons issus de b et de c pourront être utilisés. Enfin, les mesures issues de lots d'électrons isolés de grand p_T des désintégrations de Z et de W devront être comparées à un Monte Carlo de référence. La cartographie de la matière sera ensuite utilisée dans l'algorithme de reconstruction de l'énergie des électrons et des photons pour optimiser les performances.

Tous les résultats mentionnés dans ce chapitre sont décrits dans une note ATLAS [70].

Chapitre 6

Analyse des premières collisions du LHC

Fin 2009 et début 2010, le LHC a enregistré ses premières collisions avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 900$ GeV puis $\sqrt{s} = 7$ TeV, permettant la reconstruction des tout premiers candidats électrons dans ATLAS. Ce chapitre présente une étude de la qualité de la reconstruction et de l'identification de ces candidats et un exemple de leur utilisation à des fins de mise en œuvre du calorimètre.

Après avoir donné les conditions de déclenchement sur les données, le paragraphe 1 montrera comment les objets électromagnétiques reconstruits ont pu être utilisés pour la mise en œuvre du calorimètre. Dans le paragraphe 2, la sélection appliquée aux candidats électrons et l'origine des candidats électrons dans la simulation sont discutés. Une comparaison est établie entre les événements à 900 GeV et à 7 TeV.

Le paragraphe 3 propose une vérification de la robustesse des simulations Monte Carlo par le biais d'une vérification systématique de la description des variables d'identification des électrons. Les facteurs de rejet des jets de chaque variable d'identification seront donnés.

Enfin, le paragraphe 4 donnera les conclusions.

1 Prise de données de collisions

Ce chapitre est consacré à l'étude des données de collisions à $\sqrt{s} = 900$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV enregistrées fin 2009 et début 2010 et dans les conditions décrites dans le paragraphe 1.3 du chapitre 2. Après avoir brièvement évoqué la physique des événements de biais minimum, qui constituent la majeure partie des données enregistrées, le paragraphe 1.2 décrira le déclenchement qui a été utilisé pour les données sur lesquelles porte l'analyse. Le paragraphe 1.3 montrera comment les objets électromagnétiques reconstruits ont pu être utilisés pour la mise en œuvre du calorimètre.

1.1 Événements de biais minimum

Tout ce qui est issu des collisions du LHC, hormis les paquets de protons des faisceaux eux-mêmes et les processus durs considérés, est appelé événements sous-

jacents. Les interactions dures entre partons ne sont qu'occasionnelles : la majeure partie des interactions entre protons sont des processus mous donnant lieu à échange modéré de moment et dont la section efficace, de l'ordre de ~ 100 mb, peut se décomposer ainsi :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elas} + \sigma_{sdiff} + \sigma_{ddiff} + \sigma_{ndiff} \quad (6.1)$$

où

- σ_{elas} est la section efficace des événements élastiques. Ce type d'interaction dévie la trajectoire des protons par l'échange de particules neutres entre deux partons et modifie leur impulsion sans création d'autre particules. La plupart des partons issus de ces collisions ont une direction de très grande pseudo-rapacité ce qui fait qu'ils allument rarement le système de déclenchement.
- σ_{sdiff} est la section efficace relative aux événements diffractifs simples. Dans ce processus les deux partons échangent une particule sans couleur, et l'un des partons ainsi excités se désintègre en plusieurs particules. La signature de ces événements dans le détecteur est asymétrique (voir figure 6.1 centre).
- σ_{ddiff} est la section efficace relative aux événements diffractifs doubles. Ces interactions sont semblables aux événements diffractifs simples à ceci près que les deux partons excités se désintègrent. Elles laissent une signature des deux côtés du détecteur, mais il s'agit souvent de deux jets isolés sans autre activité (voir figure 6.1 droite).
- σ_{ndiff} est relative aux événements non diffractifs. Ces interactions sont l'échange entre deux partons d'une particule colorée qui va rompre la neutralité de couleur du proton et provoquer la création de nombreuses paires de particules et d'antiparticules qui vont ensuite d'hadroniser avant de laisser une signature dont l'activité dans le détecteur favorise largement le déclenchement (voir figure 6.1 gauche).

Les simulations Monte Carlo utilisées dans ce chapitre ne comportent que les processus non diffractifs qui constituent la plus grande partie des événements de biais minimum favorisés par le système de déclenchement ¹.

1.2 Déclenchement

Deux types de données ont été utilisés dans ce chapitre. Ils sont issus de deux systèmes de déclenchement : les scintillateurs à événements de biais minimum et les tours de déclenchement calorimétrique.

► Scintillateurs à événements de biais minimum

Ce déclenchement s'effectue en présence d'une activité dans les chambres de détection d'événements de biais minimum (MBTS ou Minimum Bias Trigger

1. A $\sqrt{s} = 7$ TeV, les sections efficaces des événements non diffractifs, diffractifs simples et doubles sont respectivement aux alentours de ~ 48 mb, ~ 14 mb et ~ 9 mb. Les résultats varient suivant le générateur de simulations utilisé (*pythia* ou *phojet*) [30].

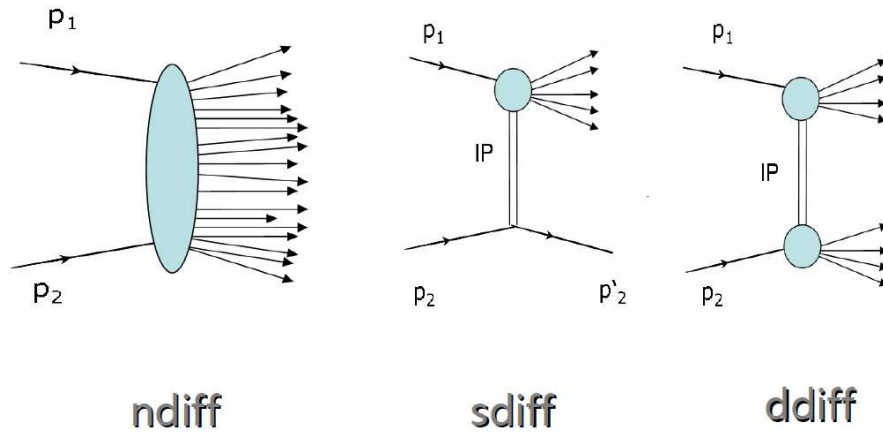


FIGURE 6.1 – Schéma du mécanisme des processus non diffractifs (gauche), simple diffractifs (centre), et double diffractifs (droite)

Scintillators) basées sur une technologie de scintillateurs. Elles sont placées devant les bouchons du calorimètre électromagnétique en $2.09 < |\eta| < 3.04$. Leur durée de vie est réduite² et elles n'ont été mises en place que pour assurer le déclenchement des collisions à basse énergie [75]. Ce déclenchement a été utilisé pendant la prise de données à 900 GeV et 2.36 TeV en 2009 et au début de 2010 pour les données à 7 TeV.

► Tours de déclenchement calorimétrique

Ce déclenchement aussi appelé L1Calo repose sur la multiplicité d'objets dont le dépôt en énergie non corrigée dans les tours de déclenchement du calorimètre se trouve au dessus d'un certain seuil. L'une des conditions les moins contraignantes sur l'événement consiste à demander à ce que le maximum local de la somme des énergies de deux tours de déclenchement voisines $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ait une énergie transverse $p_T > 3$ GeV. Les données analysées dans ce chapitre ont été enregistrées alors que la luminosité instantanée d'ATLAS était encore faible ($L \lesssim 10^{29} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), c'est pourquoi sur cette période l'intégralité des événement respectant cette condition ont été enregistrés sur bande.

Bien que la condition sur l'énergie transverse considérée ici soit lâche, elle ne peut être remplie qu'en cas d'interaction dure entre deux partons, ce qui signifie que tout événement déclenché par le calorimètre est contenu dans le menu des scintillateurs à biais minimum.

Pour observer l'effet du système de déclenchement sur le spectre des électrons reconstruits, j'ai comparé les mêmes données déclenchées avec les deux systèmes MBTS et L1Calo. La statistique utilisée représente un peu moins de 1nb^{-1} et ses caractéristiques sont recensées dans la table 6.1.

La coupure de L1Calo à 3 GeV diminue le nombre de candidats électrons

2. On s'attend à ce qu'elles soient sérieusement endommagées à partir de quelques mois d'exploitation à une luminosité instantanée de $10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

	Données 7 TeV MBTS	Données = 7 TeV L1Calo	Monte Carlo 7 TeV Biais Minimum
Luminosité	0.25 nb ⁻¹	0.25 nb ⁻¹	-
Nombre d'événements	16.6 M	550 000	20 M
Candidats électrons $p_T > 2.5$ GeV	247 866	152 370	758 362

TABLE 6.1 – Liste des différents lots de données utilisés pour la comparaison des systèmes de déclenchement : luminosité, nombre d'événements, nombre d'électrons sélectionnés.

reconstruits ayant des énergies transverse inférieures à ~ 6 GeV comme le montre la figure 6.2 gauche qui représente l'efficacité du déclenchement L1Calo à 3 GeV. Cet effet est également illustré par la figure 6.2 droite qui donne la distribution de l'énergie transverse des candidats électrons issus de collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV avant coupures cinématiques et déclenchées avec MBTS et L1Calo. Comme attendu, le déclenchement calorimétrique induit un durcissement du spectre par rapport au déclenchement sur les scintillateurs à événements de biais minimum.

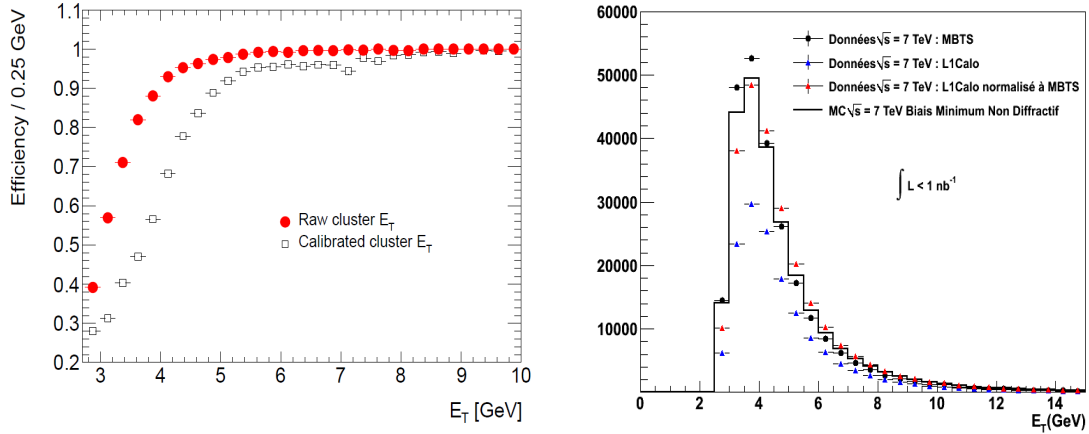


FIGURE 6.2 – Gauche : Efficacité du déclenchement par tours calorimétriques respectant la condition $E_T > 3$ GeV en fonction de l'énergie transverse des candidats électrons avant (points rouges) et après (carrés noirs) étalonnage [76]. Droite : Distribution de l'énergie transverse des candidats électrons issus de données à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec le déclenchement MBTS (points noirs) et L1Calo (triangles bleus). La distribution du Monte Carlo d'événements de biais minimum à $\sqrt{s} = 7$ TeV est donnée par l'histogramme noir. Elle est normalisée au nombre d'événements déclenchés par MBTS. La distribution des événements déclenchés avec L1Calo normalisée au nombre d'événements de biais minimum est représentée par des triangles rouges.

1.3 Mise en œuvre du calorimètre électromagnétique

Une façon robuste et rapide de vérifier le bon fonctionnement du calorimètre consiste à mesurer l'énergie accumulée dans chaque cellule sur plusieurs événements. En observant les in-homogénéités du flux d'énergie des événements de biais minimum sur la couverture du calorimètre, il a été possible de mettre en évidence des canaux de lecture morts, des valeurs de haute tension non nominales, et, avec plus de statistique, de vérifier la description de la matière en amont [72]. En effet tous ces problèmes peuvent être observés par une valeur plus faible d'énergie accumulée dans une zone du détecteur par rapport à la valeur moyenne d'énergie enregistrée sur le reste de la couverture du calorimètre. L'étude du flux d'énergie des événements de biais minimum a ainsi permis de vérifier le fonctionnement de tous les canaux du calorimètre électromagnétique avec peu de luminosité intégrée.

La statistique disponible s'accroissant, il a été possible de faire une vérification complémentaire basée sur la position des objets électromagnétiques reconstruits. Le principe de détection des problèmes est le même, à savoir que si une zone du calorimètre ne reconstruit pas l'énergie à sa valeur nominale, il se peut qu'un agglomérat qui aurait eu une énergie suffisante pour être reconstruit ne le soit pas. En conséquence, le nombre d'objets électromagnétiques reconstruits dans cette zone sera plus faible.

Dans les premières données de collisions en 2009 puis en 2010, l'étude du flux d'énergie des événements de biais minimum a mis en évidence quatre zones où la reconstruction de l'énergie ne semblait pas nominale : une zone dans le bouchon côté C³ et trois dans le bouchon côté A⁴. Il s'est avéré que ces zones présentaient également un nombre inférieur d'agglomérats reconstruits que sur le reste de la couverture calorimétrique, comme l'illustre la figure 6.3 qui donne la distribution du nombre d'objet électromagnétique reconstruits en fonction de leur position en η et ϕ dans le calorimètre et le profil des distributions selon ϕ pour les quatre zones problématiques. L'étude a été réalisée sur 20 millions d'événements de collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV fournissant une statistique de 1.4 million d'agglomérats calorimétriques d'énergie transverse supérieure à 2.5 GeV.

Les zones problématiques présentaient 80% d'objets reconstruits en moins que le reste de la couverture du calorimètre. D'autre part, une même réduction de la statistique des agglomérats électromagnétiques pouvait être obtenue en doublant la valeur de la coupure en p_T sur ces objets, ce qui suggérait une avarie d'un côté des deux alimentations en haute tension. Une intervention matérielle a permis de découvrir que l'origine de cette panne côté A était une erreur lors de la connexion des câbles de haute tension dans la partie encore accessible de la caverne. Après réparation, il a été vérifié que le nombre d'agglomérats reconstruits était redevenu semblable au taux observé sur le reste du calorimètre (figure 6.4). L'énergie des cellules affectées ayant été enregistrée avant la découverte de l'avarie a été corrigée d'un facteur 2.

Une vérification systématique de toute la couverture du calorimètre grâce à la position des objets électromagnétiques reconstruits a été réalisée avec $\sim 1 \text{ nb}^{-1}$ de données de collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La statistique disponible n'a révélé aucune autre

3. $\{\phi = 1.4 - 1.6, -2.5 < \eta < -2.3\}$

4. $\{\phi = 0.2 - 0.4, 2.1 < \eta < 2.3\}$, $\{\phi = 0.8 - 1.0, 2.1 < \eta < 2.3\}$ et $\{\phi = 1.8 - 2.0, 2.1 < \eta < 2.3\}$

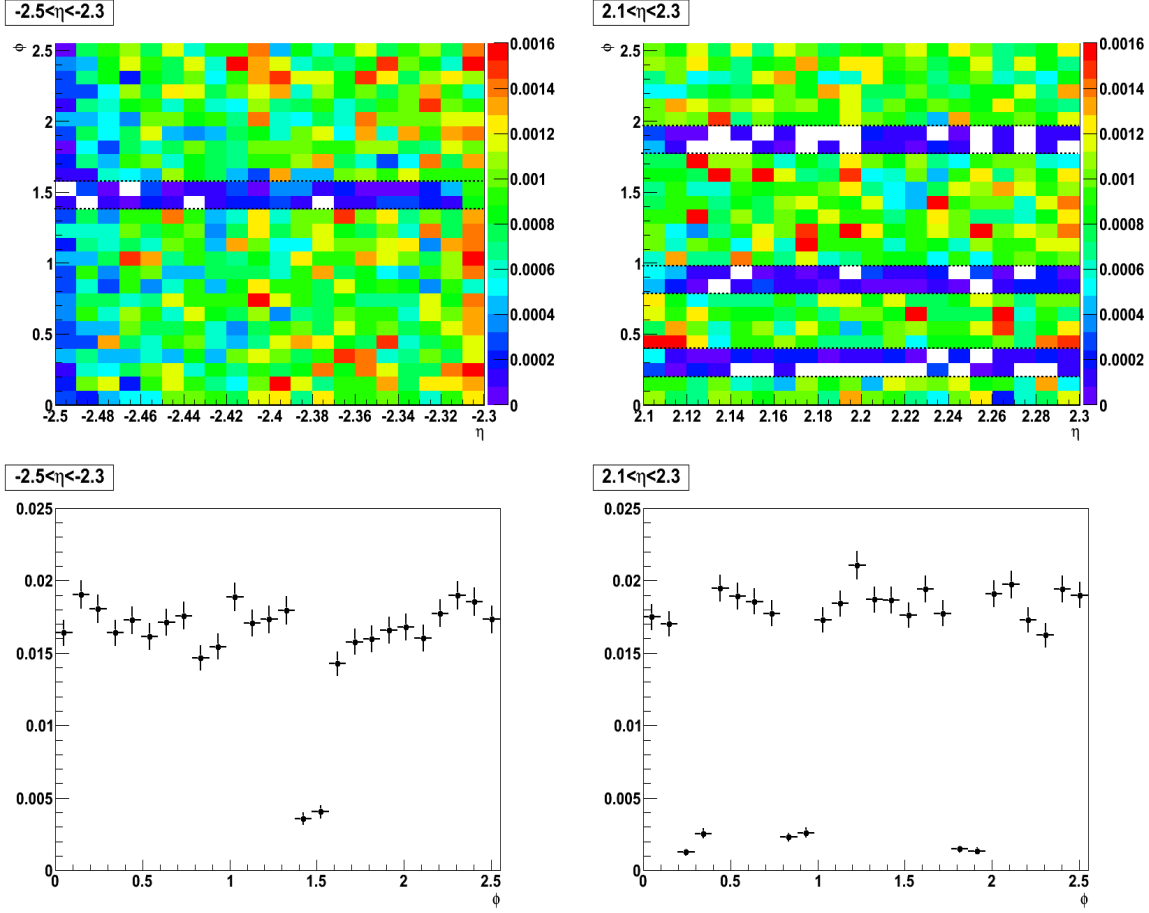


FIGURE 6.3 – Distributions en η et ϕ (haut) et profil selon ϕ (bas) de la position de 1.4 millions d'agglomérats calorimétriques issus de 20 millions d'événements de biais minimum. Les quatre zones présentant un taux anormalement bas d'objets électromagnétiques reconstruits ($\sim 80\%$ en moins que sur le reste de la couverture du calorimètre) sont $\{\phi = 1.4 - 1.6, -2.5 < \eta < -2.3\}$ à gauche et $\{\phi = 0.2 - 0.4, 2.1 < \eta < 2.3\}$, $\{\phi = 0.8 - 1.0, 2.1 < \eta < 2.3\}$ et $\{\phi = 1.8 - 2.0, 2.1 < \eta < 2.3\}$ à droite.

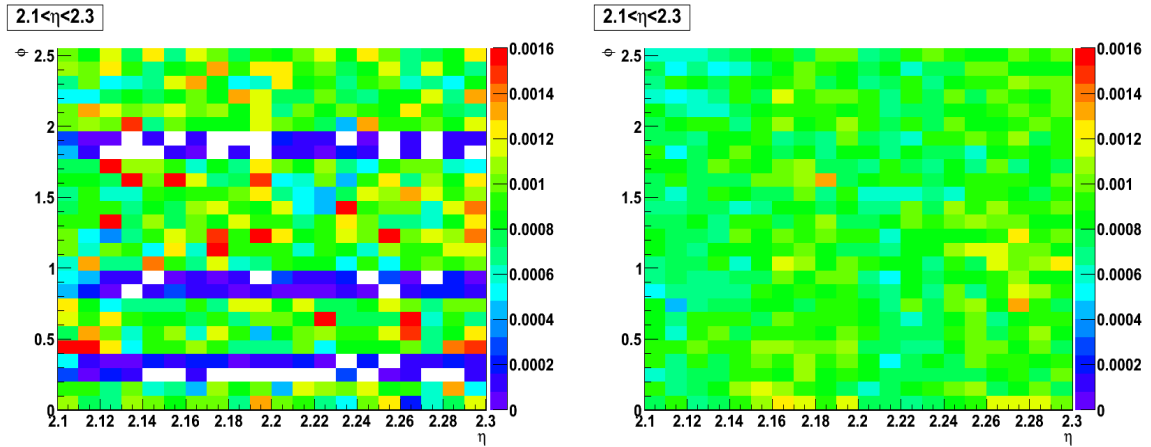


FIGURE 6.4 – *Distribution du nombre d'objets électromagnétiques reconstruits dans les zones problématiques $\{\phi = 0.2 - 0.4, 2.1 < \eta < 2.3\}$, $\{\phi = 0.8 - 1.0, 2.1 < \eta < 2.3\}$ et $\{\phi = 1.8 - 2.0, 2.1 < \eta < 2.3\}$ avant intervention dans la caverne (gauche) et après (droite).*

nouvelle zone de problème haute tension dont les effets sur le nombre d'agglomérats reconstruits seraient supérieurs à $\pm 20\%$. Avec plus de statistique, cette méthode pourrait être utilisée pour vérifier les corrections haute tension appliquées sur 6.1% de la couverture du calorimètre électromagnétique (voir paragraphe 6 du chapitre 3).

2 Les candidats électrons

Pour des raisons de statistique disponible, tous les résultats présentés dans ce chapitre seront donnés pour les données de collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV, bien que des résultats similaires aient déjà été observés à $\sqrt{s} = 900$ GeV fin 2009. Le paragraphe 2.1 établira une rapide comparaison des conditions d'analyse à $\sqrt{s} = 900$ GeV et à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Le paragraphe 2.2 décrira la sélection appliquée aux données de collisions et la statistique disponible pour l'étude de leurs variables d'identification dans le paragraphe 3.

On peut remarquer que les résultats montrés par la suite sur la forme des gerbes sont également observés pour les photons [81].

2.1 Résultats à $\sqrt{s} = 900$ GeV

J'ai participé en 2009 à l'observation des tous premiers candidats électrons reconstruits avec les données à $\sqrt{s} = 900$ GeV et la préparation de la note publique donnant les résultats sur la forme de leur gerbe, la qualité de leur trace et de l'association agglomérat/trace [78] [79]. A l'époque, $9\mu\text{b}^{-1}$ de données ont été recueillies et analysées, avec un pic de luminosité instantanée de $10^{26}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [80].

Les principales différences observées lors de l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse sont d'une part le durcissement du spectre en p_T (figure 6.5 gauche) et d'autre part l'augmentation d'un facteur ~ 7 de la proportion d'objets

électromagnétiques reconstruits par événement (figure 6.5 droite). Ces distributions ont été obtenues avec les lots de données et de simulations décrits dans la table 6.2.

	Données 7 TeV MinBias	Données 900 GeV Minbias
Luminosité	0.36 nb^{-1}	$9 \mu\text{b}^{-1}$
Nombre d'événements	16.6 M	0.4 M
Candidats électrons $p_T > 2.5 \text{ GeV}$	247 866	924

TABLE 6.2 – Liste des différents lots de données utilisés lors de la comparaison des données de collision à 900 GeV et 7 TeV : luminosité, nombre d'événements, et nombre de candidats électrons.

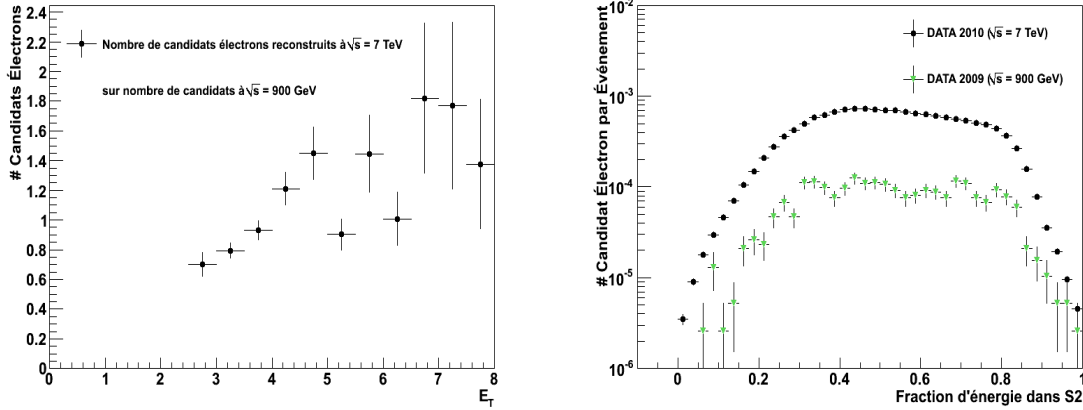


FIGURE 6.5 – Gauche : Rapport entre les distributions du p_T des candidats électrons reconstruits avant coupures cinématiques à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$. Droite : Distribution de la fraction d'énergie dans S2 à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (points noirs) et $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ (triangles verts) normalisées au nombre d'événements. Le niveau des distributions est donc proportionnel au nombre de candidats électrons reconstruits par événement de collision.

2.2 Sélection à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

Les événements sélectionnés pour l'analyse respectent un certain nombre de critères assurant la qualité des données. Les faisceaux du LHC doivent tout d'abord être en régime stable. Le champ du solénoïde doit être à sa valeur nominale pour permettre la reconstruction des traces. Les données provenant de l'argon liquide, des tuiles, des détecteurs à pixels, SCT et TRT doivent avoir été considérées comme valides par les experts de chaque sous-détecteur. Les données sont sélectionnées grâce à un système de drapeaux verts, jaunes et rouges attestant de la fiabilité des données.

La statistique considérée pour cette analyse correspond à une luminosité intégrée de 15.5 nb^{-1} . Les conditions de déclenchement calorimétrique appliquées au Monte Carlo et aux données sont équivalente à un déclenchement L1Calo avec un seuil de 4 GeV. Les candidats électrons considérés dans ce chapitre sont reconstruits avec l'algorithme de reconstruction par défaut $e\gamma$ qui a été décrit dans le paragraphe 1.1 du chapitre 5. Étant donné la statistique disponible et l'efficacité du système de déclenchement (voir figure 6.2), on demande à ce que les objets reconstruits aient une énergie transverse supérieure à 7 GeV. La coupure d'acceptance en pseudo-rapacité appliquée aux candidats électrons reconstruits est $|\eta| < 2.47$, ce qui correspond à l'acceptance du trajectographe, sauf pour les distributions relatives au TRT qui sont données pour $|\eta| < 2.0$. Enfin, la zone de transition entre le tonneau et les bouchons $1.37 < |\eta| < 1.52$ est retirée de l'analyse. Les candidats électrons reconstruits sur des zones présentant des transmetteurs optiques morts ou des problèmes haute tension sont retirées de l'étude.

La table 6.3 recense tous les lots de données utilisés dans la suite de ce chapitre, en précisant la luminosité intégrée qu'ils représentent, le système de déclenchement utilisé, le nombre d'événements et le nombre de candidats électrons avant et après coupures cinématiques, et après identification lâche, moyenne et sévère. La sélection sévère robuste correspond à la sélection sévère à l'exception des coupures sur l'association $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ (pour des raisons de désaccords données/simulations qui seront explicitées dans le paragraphe 3.2), et la récupération des candidats étiquetés comme conversions de photons en présence d'un pixel mort dans la couche du b. A titre indicatif, on précise le nombre d'objets électromagnétiques reconstruits avec d'autres algorithmes que $e\gamma$, à savoir les électrons *forward* reconstruits en dehors de la couverture du trajectographe ($|\eta| > 2.5$), les électrons *soft* reconstruits avec l'algorithme adapté aux basses énergies (paragraphe 1.1 du chapitre 5) et les candidats photons.

2.3 Cinématique et origine des candidats

La figure 6.6 donne les distributions en η et p_T des candidats électrons sélectionnés pour l'étude après application de l'identification moyenne. Pour ces grandeurs cinématiques, l'accord entre les données et les simulations est satisfaisant. Sur toutes les distributions de cette partie, le Monte Carlo est divisé en plusieurs contributions suivant l'origine des candidats électrons. Les hadrons sont représentés en blanc, les électrons issus de conversions de photons sont en bleu et les électrons prompts en jaune. Comme illustré dans la table 6.4, une grande majorité des électrons prompts sont issus de désintégrations de quarks $b, c \rightarrow e + X$. Ils peuvent également être issus de désintégrations du méson $J/\Psi \rightarrow ee$, et plus rarement de bosons $W \rightarrow e\nu$ (3 ou 4 candidats attendus pour 1 nb^{-1}).

Avant identification, et pour des objets reconstruits tels que $p_T > 7 \text{ GeV}$, les candidats électrons sont à $\sim 70\%$ des hadrons et $\sim 30\%$ des électrons de conversion, les électrons prompts représentant moins de 1% de la statistique. Les trois sélections lâche, moyenne et sévère décrites dans le paragraphe 1.3 du chapitre 5 ont été optimisées pour l'identification des électrons d'impulsion transverse $p_T > 20 \text{ GeV}$. Cependant, malgré les basses énergies des objets considérés dans ce chapitre ($p_T >$

	Données à 7 TeV L1Calo	Monte Carlo à 7 TeV filtré p_T 6 GeV
Luminosité	15.5 nb ⁻¹	-
Nombre d'événements	28.8 M	30 M
Candidats photons avant toute coupure	11 439 800	7.7 M
Candidat électron forward avant toute coupure	7 024 460	7.4 M
Candidat électron softe avant toute coupure	5 761 100	6.7 M
Candidats électrons $e\gamma$ avant toute coupure	12 660 000	13.3 M
Candidat électron $e\gamma$ après coupures cinématiques	1 399 930	2 068 930
+ retrait des candidats reconstruits sur les zones mortes	1 320 760	1 951 370
+ sélection lâche	343 419	557 968
+ sélection moyenne	61 059	108 820
+ sélection sévère robuste	14 864	24 682
+ sélection sévère	10 422	19 524

TABLE 6.3 – *Liste des différents lots de données utilisés dans la suite de ce chapitre avec leur déclenchement, luminosité, nombre d'événements, nombre de photons, électrons forward, softe et nombre de candidats électrons $e\gamma$ avant et après coupures cinématiques, retrait des candidats reconstruits sur des zones mortes du détecteurs, et identifications lâche, moyenne, sévère robuste et sévère.*

2.5 GeV), les trois ensembles de coupures permettent un rejet croissant des jets pour atteindre une composition de $\sim 40\%$ d'électrons prompts et $\sim 50\%$ de hadrons après identification totale. La table 6.4 récapitule l'origine des candidats électrons après chacune des trois sélections.

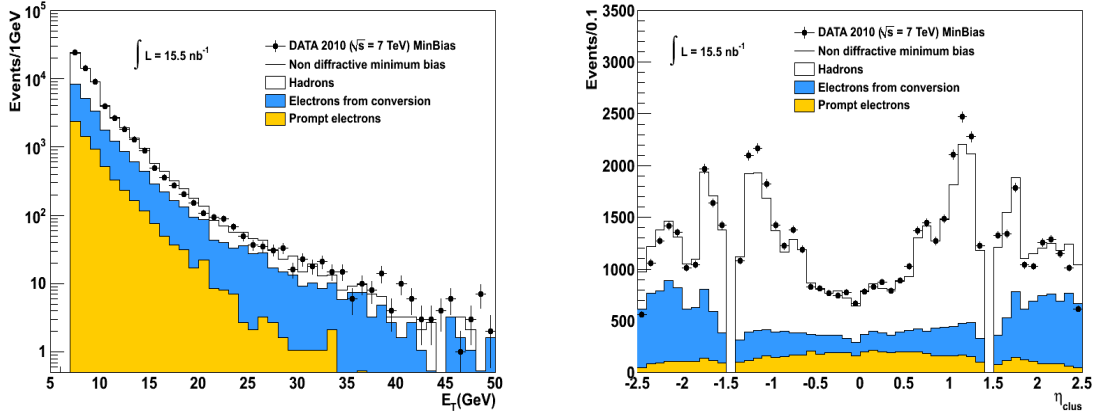


FIGURE 6.6 – Distribution en p_T (gauche) et η (droite) des candidats électrons à $\sqrt{s} = 7$ TeV ayant passé les coupures cinématiques et les coupures d'identification moyennes pour les données (points noirs) et pour le Monte Carlo (histogramme noir) séparé en hadrons (blanc), électrons issus de conversions de photons (bleu) et électrons prompts (jaune).

	Cinématiques	Lâche	Moyenne	Sévère Robuste	Sévère
Hadrons	$68.77 \pm 0.03\%$	$50.50 \pm 0.07\%$	$63.2 \pm 0.1\%$	$49.9 \pm 0.3\%$	$48.4 \pm 0.4\%$
Conversions de photons	$30.32 \pm 0.03\%$	$47.41 \pm 0.07\%$	$26.7 \pm 0.1\%$	$13.2 \pm 0.2\%$	$10.3 \pm 0.2\%$
Électrons prompts	$0.91 \pm 0.01\%$	$2.09 \pm 0.02\%$	$10.1 \pm 0.1\%$	$36.9 \pm 0.3\%$	$41.3 \pm 0.4\%$
$b, c \rightarrow e + X$	$0.85 \pm 0.01\%$	$1.89 \pm 0.02\%$	$9.1 \pm 0.1\%$	$33.5 \pm 0.3\%$	$37.5 \pm 0.3\%$
$J/\psi \rightarrow ee$	$0.060 \pm 0.002\%$	$0.19 \pm 0.01\%$	$0.93 \pm 0.03\%$	$3.4 \pm 0.1\%$	$3.8 \pm 0.1\%$

TABLE 6.4 – Origine des candidats électrons dans la simulation Monte Carlo avant identification et après les sélections lâche, moyenne et sévère définies dans le paragraphe 1.3 du chapitre 5.

3 Etude des variables d'identification

Bien que quelques études préliminaires utilisent la symétrie en ϕ pour se créer des références (voir l'étude sur le flux d'énergie des événements de biais minimum [72] et

l'étude sur la matière décrite dans le chapitre 5), les analyses de physique dans ATLAS reposent largement sur les simulations Monte Carlo. C'est par exemple le cas pour l'évaluation du potentiel de découverte du $W' \rightarrow e\nu$ décrite dans le chapitre 7. L'un des travaux les plus prioritaires lors du démarrage de l'expérience est donc la vérification de la robustesse de nos simulations. Dans les canaux présentant des électrons, les coupures d'identifications sur la forme des gerbes électromagnétiques, la qualité de la trace et leur association, ainsi que leur efficacité sur laquelle repose les mesures de sections efficace des processus du Modèle Standard ont été optimisées à partir de simulations Monte Carlo. Ce paragraphe propose une comparaison systématique des variables d'identification reconstruites dans les données et dans les simulations. Un effort de compréhension des phénomènes à l'origine d'éventuelles différences est ensuite initié, dans l'objectif d'inclure les corrections nécessaires pour que le Monte Carlo représente fidèlement les données.

3.1 Variables calorimétriques

La figure 6.7 donne les distributions de fraction d'énergie dans le pré-échantillonneur et les trois compartiments longitudinaux du calorimètre électromagnétique. A ces énergies, la majeure partie de l'énergie des candidats est déposée dans S2, puis S1 et enfin le pré-échantillonneur, l'énergie déposée dans S3 étant négligeable. La distribution de la fraction d'énergie dans le pré-échantillonneur (figure 6.7 en haut à gauche) est légèrement inférieure dans les données pour les valeurs $f_0 \geq 0.6$. Il a été montré que cette région est peuplée dans la simulation par des hadrons neutres (anti-neutrons, kaons neutres). Comme les fractions d'énergies sont corrélées, une répercussion de cet impact est observé dans les basses valeurs des distributions de la fraction d'énergie dans S2 (figure 6.7 en bas à gauche). Une correction de cet effet par l'inclusion de la loi de Birks⁵ dans la simulation du pré-échantillonneur sera implémentée dans les versions du Monte Carlo plus récentes. On pourra de plus remarquer qu'à ces basses énergies la fraction d'énergie dans S1 est une variable discriminante entre les hadrons et les électrons. Les parties négatives de ces distributions sont dues au bruit électronique.

La figure 6.8 compare les distributions des candidats électrons issus de données et des simulations des fuites hadroniques et des variables de forme de gerbe dans S1 et S2 qui ont été définies dans le paragraphe 1.3 du chapitre 5. Bien que la sélection moyenne soit appliquée partout, la variable considérée est retirée de la liste des coupures.

Les fuites d'énergie dans le calorimètre hadronique sont négligeables. La gaussienne de bruit est bien reproduite par le Monte Carlo.

La variable $w_{\eta 2}$ est la largeur géométrique des gerbes dans S2 et S1 pondérées par les énergies déposées dans les cellules prises en compte dans le calcul. $w_{\eta 2}$ est définie dans l'équation 5.7 tandis que $w_{\eta 1}$ est calculée de la même façon que w_{tot} dans l'équation 5.8 à ceci près qu'on ne prend en compte que ± 3 cellules autour

5. La loi de Birks corrige de la saturation de la réponse de l'argon liquide pour les particules de grand dE/dx par la formule :

$$\frac{dE'}{dx} = \frac{dE}{dx} \frac{1}{1 + \frac{c}{\rho} \frac{\Delta E}{\Delta x}}$$

où $c = 0.0045$ g/MeV et $\rho = 1.396$ g/cm³

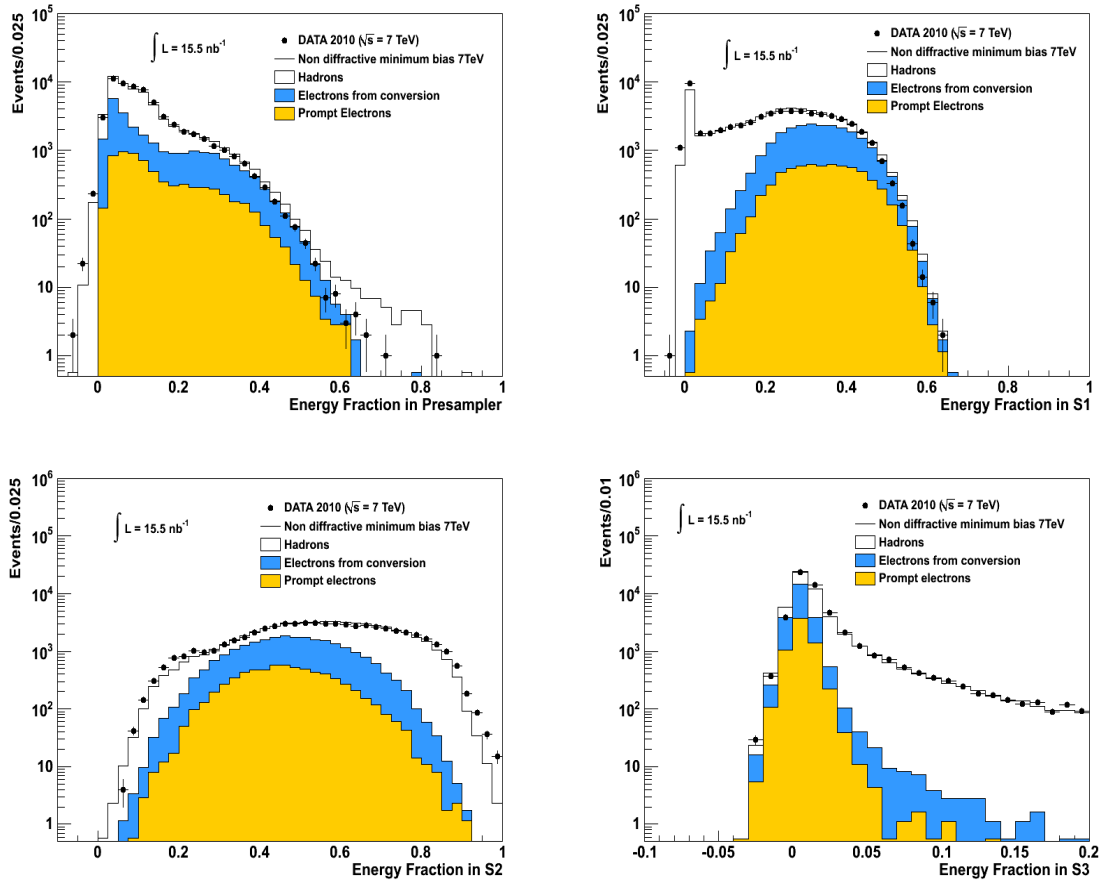


FIGURE 6.7 – *Distribution de la fraction d'énergie reconstruite après étalonnage dans le pré-échantillonneur (en haut à gauche), S1 (en haut à droite), S2 (en bas à gauche), et S3 (en bas à droite) pour les candidats électrons à $\sqrt{s} = 7$ TeV passant l'identification moyenne issus des données du LHC (points noirs) et pour le Monte Carlo (histogramme noir) séparé en hadrons (blanc), électrons issus de conversions de photons (bleu) et électrons prompts issus majoritairement de décroissance de quarks b et c (jaune). Les parties négatives de ces distributions sont dues au bruit électronique.*

de la cellule la plus chaude au lieu de 40. Sa distribution montre que les données présentent des gerbes plus larges que les simulations.

R_η définie dans l'équation 5.6 est le rapport de l'énergie du cœur de la gerbe par rapport à l'énergie déposée sur une plus grande région spatiale autour de son centre. Cette grandeur est donc d'autant plus grande que la gerbe est collimée. La figure 6.8 montre que les données ont des valeurs de R_η inférieures à celles des simulations, ce qui signifie que les données présentent des gerbes plus larges.

La variable $w_{\eta 1}$ est la largeurs de la gerbe calculée avec ± 3 cellules de S1. Sa définition est similaire à celle de la largeur totale de la gerbe dans S1 w_{tot} décrite dans l'équation 5.8 à ceci près qu'on ne prend en compte que ± 3 cellules autour de la cellule la plus chaude au lieu de 40. On constate que $w_{\eta 1}$ a des valeurs supérieures dans les données par rapport aux simulations.

E_{ratio} est la différence normalisée entre la première et la deuxième cellule la plus chaude dans S1, comme défini dans l'équation 5.9. Les gerbes électromagnétiques étant plus collimées que les gerbes hadronique, on s'attend à ce que cette variable soit proche de 1 pour les électrons, ce que l'on peut constater sur la vérité du Monte Carlo indiquée sur la distribution. Le désaccord sur cette distribution n'est pas aussi net que sur les autres variables géométriques de gerbe.

La variable F_{side} est une variable d'identification des photons représentative de la forme du cœur de la gerbe dans le premier compartiment S1 :

$$F_{side} = [E(\pm 3) - E(\pm 1)]/E(\pm 1) \quad (6.2)$$

où $E(\pm n)$ est l'énergie de la cellule numéro $\pm n$ autour de la cellule la plus chaude.

F_{side} est d'autant plus grande que l'énergie à ± 3 cellules autour de la cellule la plus chaude de S1 est grande. Les objets électromagnétiques auront donc de plus petites valeurs de F_{side} que les hadrons, leur gerbe étant plus collimée. Cette variable est d'ailleurs utilisée pour discriminer les photons des pions neutres. On constate que les candidats électrons dans les données ont des valeurs supérieures de F_{side} par rapport au Monte Carlo, ce qui signifie que les gerbes sont plus larges dans les données.

L'observation de toutes ces variables amène donc à la conclusion que les données présentent des gerbes plus larges dans les données que dans les simulations Monte Carlo, à la fois dans S2 et dans S1.

Pour comprendre l'origine de cette différence, il est intéressant d'observer le comportement de la moyenne de ces variables en fonction de l'impulsion transverse p_T et la pseudo-rapacité η . La sélection moyenne est appliquée aux candidats électrons, bien que dans le but d'éviter tout biais dû à l'application de l'identification, on ne coupe pas sur la variable considérée. L'étude est réalisée pour les quatre variables montrant une plus grande différence entre données et simulation : $w_{\eta 2}$ et R_η pour S2 et $w_{\eta 1}$ et F_{side} pour S1.

Les profils selon p_T de ces quatre variables, compte-tenu de la statistique encore trop faible, n'ont pu être testés que pour des valeurs d'impulsion transverse allant jusqu'à 10-15 GeV. Ces profils ne révèlent aucune corrélation entre le désaccord données/simulations et le p_T des candidats électrons, mais il sera très intéressant de voir ce qu'ils révèlent avec une statistique augmentée.

En revanche, le comportement des profils selon η n'est ni uniforme, ni identique pour toutes les variables. La figure 6.9 gauche donne le profil selon η de la moyenne

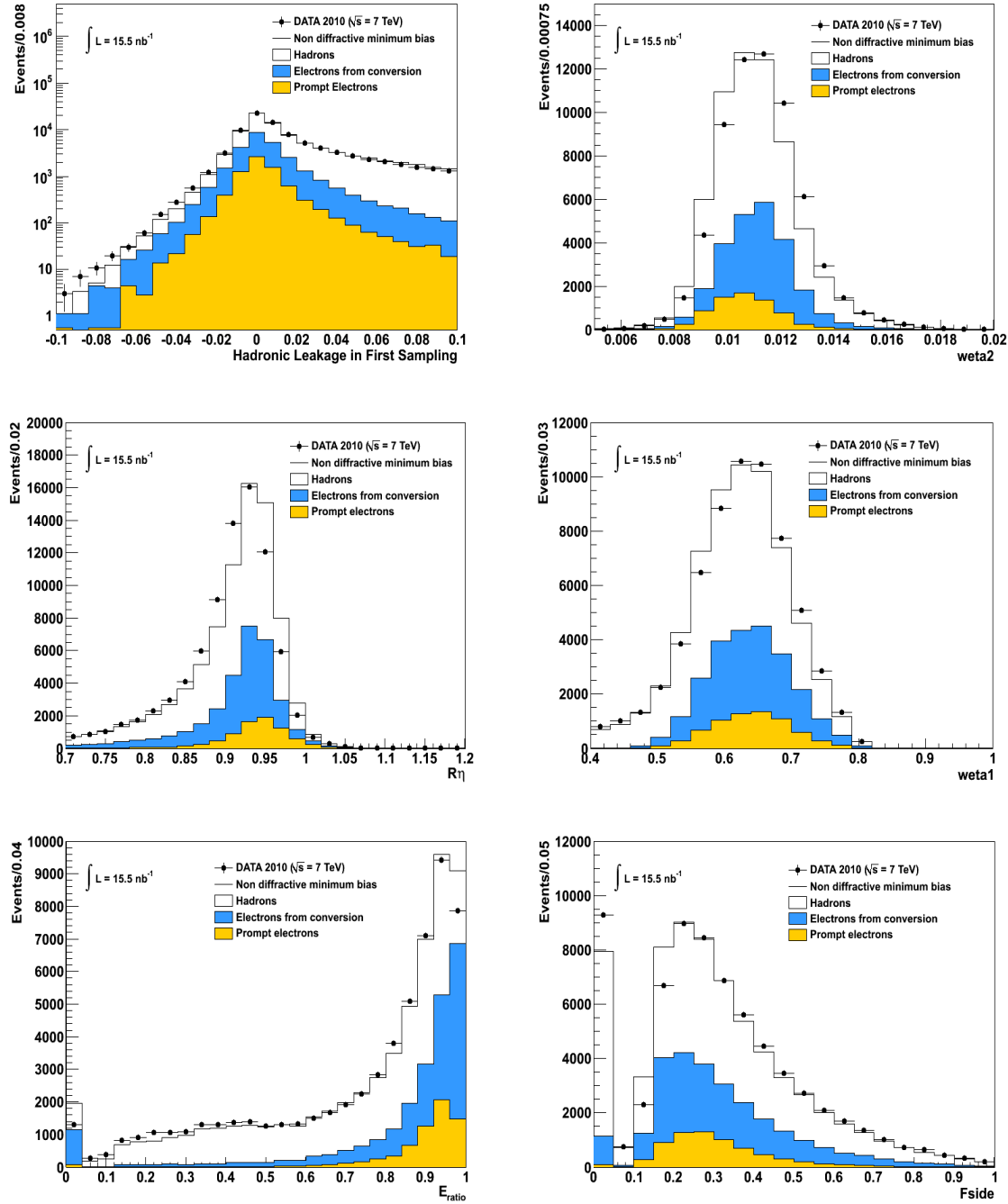


FIGURE 6.8 – Distribution des fuites hadroniques E_{had1}/E_T (en haut à gauche) de la largeur dans $S2$ w_{η_2} (en haut à droite), du confinement de la gerbe dans $S2$ R_{η_1} (milieu gauche), de la largeur totale de la gerbe dans $S1$ w_{stot} (milieu droit), de E_{ratio} (en bas à gauche) et de la forme du cœur de la gerbe dans $S1$ F_{side} (en bas à droite) pour les candidats électrons à $\sqrt{s} = 7$ TeV après identification moyenne issus des données du LHC (points noirs) et pour le Monte Carlo (histogramme noir) séparé en hadrons (blanc), électrons issus de conversions de photons (bleu) et électrons prompts issus majoritairement de décroissance de quarks b et c (jaune).

de chaque variable pour les données (points rouges) et la simulation (points noirs). La figure 6.9 droite montre le rapport de ces profils entre données et Monte Carlo. On peut constater que l'écart de ce profil à l'unité est systématique pour $w_{\eta 2}$ tandis qu'il se manifeste plutôt dans les bouchons pour les variables de S1.

Si l'on passe outre la composition des lots considérés, leur domaine en énergie transverse et la simulation du détecteur, deux autres causes pouvant expliquer les différences entre données et simulations sont d'une part la mauvaise modélisation de la matière dans le trajectographe interne et devant l'entrée du calorimètre, et d'autre part une erreur dans la prise en compte des effets de diaphonie⁶. Ces deux causes ont en principe un effet différent sur le profil en η des variables. En effet, une mauvaise prise en compte de la diaphonie devrait avoir un effet relativement homogène en η , tandis que les incertitudes sur la simulation de la matière suivent le profil de sa distribution en pseudorapacité représenté sur la figure 5.1.

Pour tester ces effets, les profils de $w_{\eta 2}$ et R_η ont été tracés pour deux versions de simulations différentes. Les profils représentés en vert sur la figure 6.9 utilisent une version du Monte Carlo plus ancienne que celle qui est utilisée tout au long de ce chapitre, qui ne tenait à l'époque pas compte de la diaphonie entre les cellules de S2. On constate que la prise en compte de cette contribution sur les profils noirs améliore l'accord données/simulations.

Il semble néanmoins improbable que la diaphonie seule puisse être à l'origine de différences si prononcées. Les effets montrant une variation en fonction de η , bien qu'ils semblent attribuables à la matière, n'ont pas été observés sur les variables longitudinales comme on s'y serait attendu. Cela suggère qu'une partie des problèmes observés sont imputables à d'autres causes, comme une simulation inexacte du détecteur.

De plus, le lot de candidats électrons considéré pour cette étude est de bas p_T et présente une faible pureté. La compréhension de l'origine des désaccords entre les formes de gerbes issues des données et des simulations nécessitera une analyse sur une plus grande statistique, pour permettre d'une part de purifier le lot en électrons, et d'autre part constater des effets plus fins en η et aller à plus grand p_T .

3.2 Variables du trajectographe interne

La figure 6.10 donne les distributions des variables d'identification liées à la qualité de la trace reconstruite par le trajectographe interne et la qualité de l'association entre l'agglomérat calorimétrique et la trace.

Les distributions du nombre de coups dans les pixels et le SCT sont comparables dans les données et la simulation. On peut de plus constater que conformément à ce que l'on attendait, les conversions de photons présentent moins de coups dans le

6. La diaphonie [82] est un phénomène de couplages résistif, capacitif et inductif dû à la proximité des cellules du calorimètre, de leurs circuits électroniques ou de leurs connecteurs. La forme et l'amplitude d'un signal lu par une cellule est biaisé par les signaux des cellules voisines, ce qui a une influence sur la mesure de la forme de la gerbe. Les simulations Monte Carlo utilisées dans ce chapitre par défaut tiennent compte de la diaphonie entre cellules de S1 (5%), entre cellules de S2 (0.5%), et entre les cellules de S1 et de S2 (0.1%). Le couplage capacitif entre les cellules de S1 est plus important qu'entre les cellules de S2 à cause de leur plus fine segmentation.

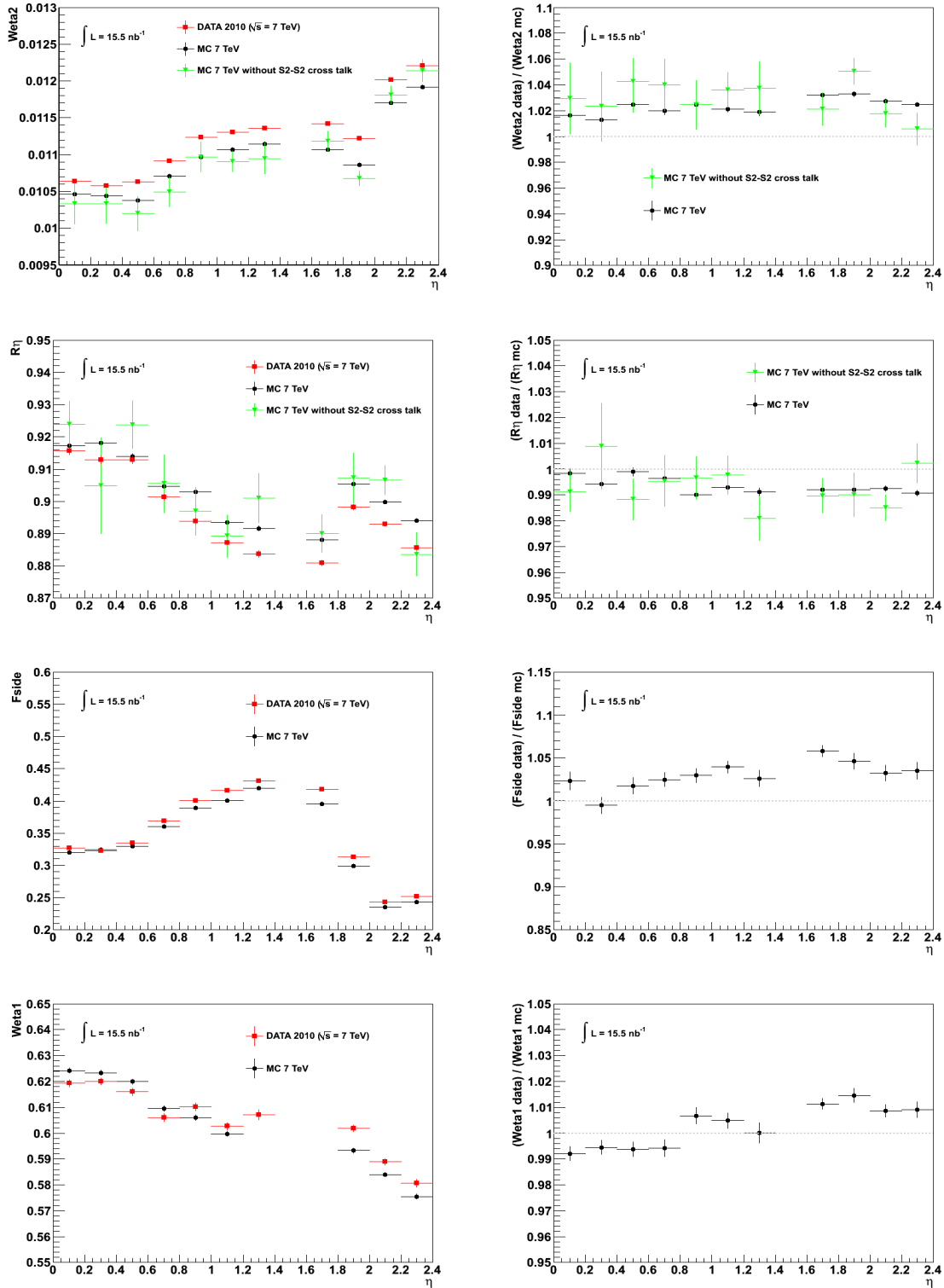


FIGURE 6.9 – Gauche : Profils selon η de $w_{\eta 2}$, R_η , F_{side} et w_{stot} de haut en bas pour les candidats électrons ayant passé la sélection moyenne issus de données (points noirs) et de simulations (points rouges) à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Les points verts représentent une version précédente du Monte Carlo n'incluant pas la diaphonie entre cellules de S2. Droite : Rapport entre les profils de $w_{\eta 2}$, R_η , F_{side} et w_{stot} de haut en bas selon η pour les données et le Monte Carlo. La ligne horizontale à l'unité indique un accord entre données et simulations. Toutes les barres d'erreur sont statistiques.

détecteur à pixels.

La fraction de coups TRT de haute énergie présente un accord raisonnable entre données/Monte Carlo, bien qu'elle soit plus mal reproduite pour les hadrons issus de processus mous qui résultent des événements sous-jacents. Il s'agit d'une des variables les plus efficaces pour discriminer les électrons des hadrons. Cette variable, associée à la présence d'un coup dans la couche du b pour discriminer les conversions, et en parallèle avec la fraction d'énergie dans S1 pour estimer les erreurs systématiques, est à la base d'une méthode d'extraction de la composante prompte des électrons dans les données [76].

La distribution E/p du rapport entre l'énergie de l'agglomérat et l'impulsion de la trace montre un désaccord entre données et Monte Carlo. Les distributions Monte Carlo des électrons prompts et de conversion piquent comme attendu à des valeurs proches de 1. Leurs queues vers la droite sont en grande partie dues aux bremsstrahlungs rayonnés par les électrons dans la matière du trajectographe, amenant à une sous-estimation de l'impulsion p reconstruite dans le trajectographe par rapport à l'énergie E reconstruite dans le calorimètre si l'électron et le photon rayonnés sont reconstruits dans le même agglomérat. Par ailleurs, ces objets n'étant pas isolés, l'activité les entourant augmente la valeur de l'énergie E reconstruite dans le calorimètre [76].

La distribution des hadrons pique à des valeurs légèrement inférieures à l'unité. Étant reconstruits à l'échelle électromagnétique, le facteur de compensation devrait faire piquer la distribution à 0.6. La distribution des hadrons pique en réalité à des valeurs juste inférieures à 1 car le lot considéré est d'une part enrichi en objets aux caractéristiques électromagnétiques par la sélection moyenne et dépose d'autre part la majorité de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique aux énergies considérées ($p_T > 7$ GeV) [76].

Les distributions $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ sont beaucoup plus piquées en zéro dans les simulations que dans les données, ce qui est la conséquence d'un alignement non optimal entre le trajectographe et le calorimètre. Si la distribution de $\Delta\eta$ est symétrique ce n'est pas le cas de la distribution de $\Delta\phi$. Cela vient du fait que les courbures en ϕ voient leur signes corrigés selon qu'il s'agisse d'un électron ou d'un positron, en raison du champ magnétique. La queue à gauche de la distribution de $\Delta\phi$ correspond donc vraisemblablement aux candidats ayant émis un rayonnement de bremsstrahlung.

Suite à ce fort désaccord, les coupures sur $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ sont pour l'instant retirées de la sélection sévère pour les analyses de physique. De plus, les candidats coupés par le veto de conversion appliqué dans la sélection sévère sont récupérés dans le cas où la trace est reconstruite sur une région où le pixel de la couche du b est mort. La sélection sévère ainsi corrigée de ces trois coupures est qualifiée de robuste.

Une étude a montré qu'une correction ad-hoc basée sur le comportement de ces variables suivant la zone en η ou le quadrant en ϕ considéré et la charge des objets pourrait réduire efficacement ce désaccord [77].

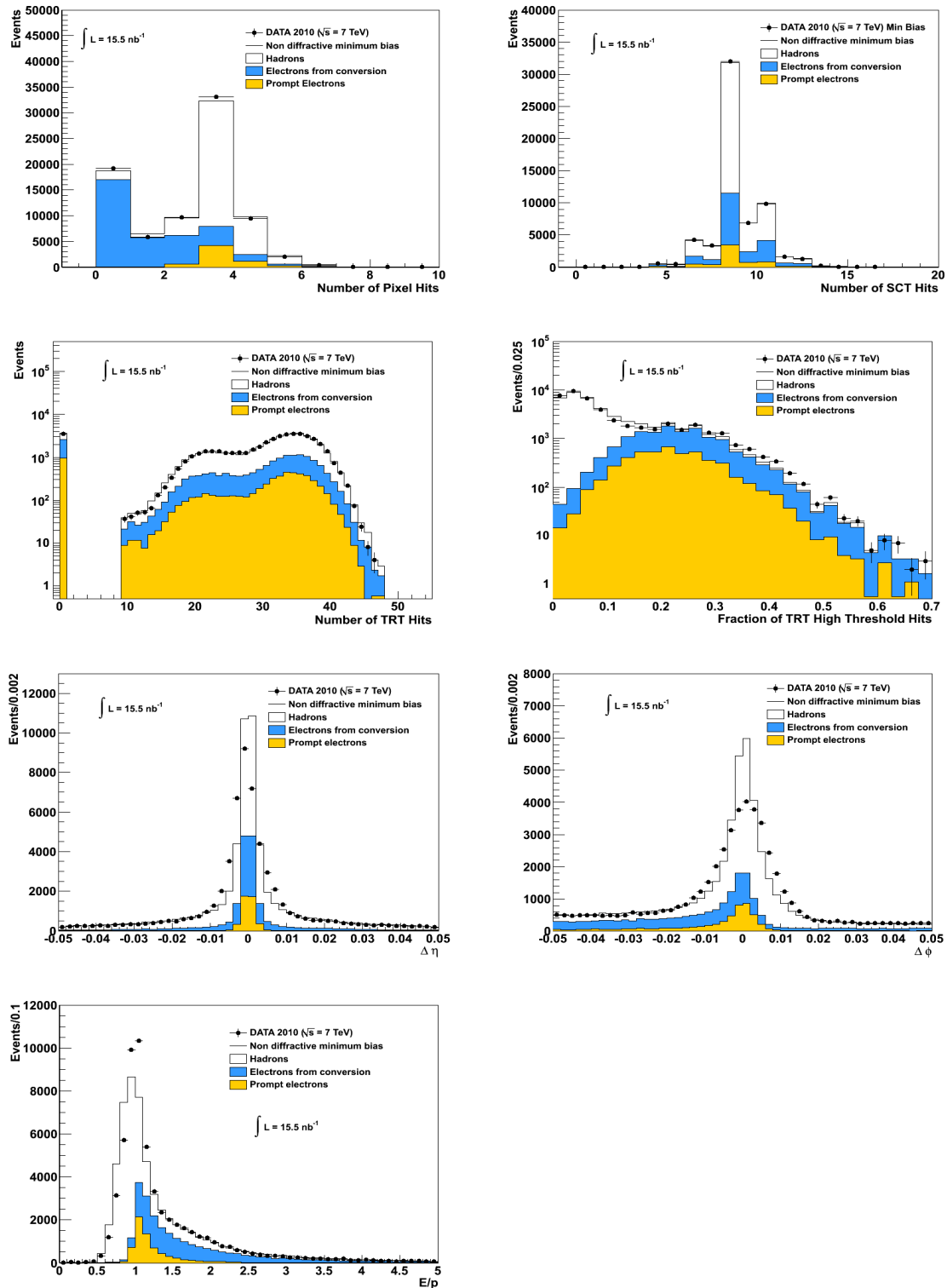


FIGURE 6.10 – Distribution du nombre de coups dans les pixels (en haut à gauche) dans les SCT (en haut à droite), dans les TRT (deuxième ligne à gauche), de la fraction de coups à haute énergie dans les TRT (deuxième ligne à droite), de $\Delta\eta$ (troisième ligne à gauche), de $\Delta\phi$ (troisième ligne à droite) et du rapport E/p (en bas), pour les candidats électrons à $\sqrt{s} = 7$ TeV après identification moyenne issus des données du LHC (points noirs) et pour le Monte Carlo (histogramme noir) séparé en hadrons (blanc), électrons issus de conversions de photons (bleu) et électrons prompts issus majoritairement de décroissance de quarks b et c (jaune).

3.3 Facteurs de rejet

Ce paragraphe discute le pourcentage de candidats électrons passant chaque coupure d'identification prise séparément et compare les résultats obtenus avec les données et ceux obtenus avec des simulations. Si pour un lot d'électrons purs ce pourcentage s'apparente à une efficacité d'identification, il s'agit d'un facteur de rejet des jets pour un lot de hadrons. Le lot considéré ici est mixte puisqu'il contient à la fois du signal et du bruit de fond, mais la fraction de hadrons étant prépondérante avant toute identification, nous nous référerons à ces pourcentages comme à des facteurs de rejet.

La table 6.5 donne le facteur de rejet de chaque coupure d'identification prise séparément pour les données et la simulation. L'écart relatif entre les pourcentages obtenus pour les données et le Monte Carlo est précisé. La sélection lâche montre un écart relatif de $\sim 9\%$ entre les données et la simulation, ce qui est principalement dû au désaccord sur les variables de gerbes dans S2 qui a été discuté dans le paragraphe 3.1. Cette différence est importante et magnifiée par le fait que les objets considérés ici sont des objets non isolés de bas p_T . Pour les électrons isolés de grand p_T , dont les gerbes sont plus collimées, les coupures agissent dans les queues des distributions, on s'attend donc à un des différences plus faibles entre données et Monte Carlo.

Les sélections moyenne et sévère affichent des désaccords relatifs respectifs de $\sim 11\%$ et $\sim 21\%$. Les principales coupures contribuant au désaccord données/simulations sont celles sur la qualité de la trace et l'association entre la trace et l'agglomérat calorimétrique. D'une part, les données présentent une plus grande proportion de traces reconstruites uniquement avec les TRT par rapport aux simulations. Cet effet est visible sur les distributions du nombre de coups dans les pixels et le SCT avant application des coupures moyennes qui gommant cet effet même en retirant la coupure considérée à cause la corrélation entre ces deux variables. Cette sous-estimation du nombre de traces uniquement TRT par le Monte Carlo pourrait s'expliquer par une simulation inexacte de la proportion de hadrons et d'électrons issus de conversions.

Les différences sur les variables d'association de la trace et de l'agglomérat sont en revanche relatives au détecteur puisqu'elles sont liés à un mauvais alignement entre le calorimètre et le trajectographe interne.

En retirant des coupures sévères les conditions sur l'association trace agglomérat et en ne rejetant pas les candidats étiquetés comme conversions si le pixel dans la couche du b lui correspondant est mort, la différence relative entre le facteur de rejet pour les données et les simulations passe de 21% à 11%.

	Données (%)	Monte Carlo (%)	Différence Relative
Aucune selection	100	100	0%
Ethad1	52.4+/-0.04	52.9+/-0.04	1.0%
R_η	44.1+/-0.04	49.1+/-0.04	10.3%
$W_{\eta 2}$	74.6+/-0.04	78.4+/-0.04	4.9%
Selection lâche	26.0+/-0.04	28.6+/-0.04	9.1%
Lâche + W_{S1}	26.0+/-0.04	28.5+/-0.03	8.7%
Lâche + E_{ratio}	20.1 +/-0.03	21.5+/-0.03	6.6%
Lâche + coups Pixels	9.9+/-0.03	12.3+/-0.02	19.8%
Lâche + coups Silicium	12.3+/-0.03	15.2+/-0.03	19.5%
Lâche + A_0	16.6+/-0.03	19.3+/-0.03	14.2%
Lâche + $\Delta\eta$	10.2+/-0.03	12.1+/-0.03	16.0%
Sélection Moyenne	4.6+/-0.02	5.6+/-0.02	17.1%
Moyenne + veto de conversion	3.6+/-0.02	4.2+/-0.01	14.3%
Moyenne + couche du b	3.6+/-0.01	4.2+/-0.02	13.9%
Moyenne + $\Delta\phi$	3.8+/-0.01	4.4+/-0.01	13.4%
Moyenne + E/p	3.9+/-0.02	4.3+/-0.01	10.6%
Moyenne + coups TRT	4.5+/-0.02	5.4+/-0.02	16.0%
Moyenne + fraction TRT	2.3+/-0.01	2.9+/-0.01	19.0%
Moyenne + A_0	4.3+/-0.02	5.1+/-0.02	15.3%
Moyenne + $\Delta\eta$ sévère	3.5+/-0.02	4.6+/-0.01	17.5%
Sélection Sévère Robuste	1.13+/-0.01	1.26+/-0.01	11.0%
Sélection Sévère	0.79+/-0.01	1.00+/-0.01	21.1%

TABLE 6.5 – Tableau récapitulatif du pourcentage de candidat électrons passant chaque coupure d'identification prise séparément, pour les données (deuxième colonne) et les simulations (troisième colonne). La dernière colonne donne la différence relative entre l'efficacité des coupures des données et celles de simulations. Les erreurs statistiques sur les écarts relatifs sont inférieures à 0.01%. Ces résultats sont obtenus pour un lot d'objets de bas p_T (> 7 GeV) majoritairement composé de hadrons et d'électrons issus de conversions de photons (voir table 6.4)

4 Conclusions

Ce chapitre a présenté l'analyse des premiers candidats électrons issus des collisions du LHC enregistrées début 2010 avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV. Dans un premier temps, la position des agglomérats électromagnétiques reconstruits a été utilisée dans la mise en œuvre du calorimètre. Un problème de haute tension dû à des inversions de câbles déjà observée avec le flux d'énergie des événements de biais minimum a pu être confirmé et a donné suite à une réparation.

Une statistique de candidats électrons de bas p_T (>7 GeV) correspondant à une luminosité intégrée de 15.5 nb^{-1} a permis de vérifier l'accord entre données et simulations pour les variables d'identification. Les gerbes électromagnétiques sont sensiblement plus larges dans les données que dans les simulations, ce qui pourrait être dû en partie à une combinaison d'effets de diaphonie ou de description inexacte de la matière. La connaissance de la matière et la reconstruction des électrons sont très liées. La compréhension des différences entre données et simulations ainsi que la possibilité d'utiliser les électrons pour cartographier la matière (voir chapitre 5) dépendent désormais de notre capacité à extraire un lot pur d'électrons. Une méthode d'extraction des électrons prompts dans les données a été mise en place, utilisant la fraction de coup de grande énergie dans les TRT et la fraction d'énergie dans S1 pour discriminer les hadrons des électrons, et la présence d'un coup dans la couche du b pour différencier les conversions des électrons prompts [76].

Bien que les coupures soient optimisées pour des électrons de haute énergie $p_T > 20$ GeV, le pourcentage de candidats électrons passant chaque coupure indépendamment a été calculé pour les données et la simulation. Plus de candidats sont rejetés dans les données que dans les simulations, ce qui est principalement dû à la dégradation des variables de qualité de la trace et d'association trace-agglomérat, en particulier $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ qui sont très dégradées dans les données à cause d'un alignement non optimal entre le trajectographe interne et le calorimètre. Une identification plus robuste ne tenant pas compte de ces variables a été mise en place et donne un meilleur accord entre les facteurs de rejet des jets dans les données et dans les simulations.

L'accord global données-simulations est satisfaisant, et plus particulièrement pour une expérience aussi complexe durant les tous premiers mois de son exploitation. La statistique d'électrons disponible n'est cependant pas encore suffisante pour tirer des conclusions sur la qualité de l'identification des électrons qui seront réellement utilisés lors des analyses de physique, c'est-à-dire ceux dont l'énergie transverse est supérieure à 15 GeV. En juin 2010, suffisamment de statistique a été récoltée pour entreprendre l'utilisation de la méthode tag & probe sur les électrons issus du $J/\Psi \rightarrow ee$, mais seuls quelques Z ont pu être reconstruits.

Chapitre 7

Préparation de la recherche d'un boson de jauge lourd chargé W'

Lors de ses premières années de collisions à haute énergie, le LHC va rendre possible la découverte de nombreuses particules trop massives pour être observées au TeVatron et ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation pour la recherche de Nouvelle Physique. Parmi toutes les théories au delà du Modèle Standard, de nombreux modèles prédisent l'existence d'un boson de jauge lourd chargé W' (paragraphe 2 chapitre 1) dont la présence est nécessaire lors de l'introduction de nouveaux générateurs de symétrie. Certains modèles prédisent au W' des couplages similaires à ceux du boson W ainsi qu'une décroissance en lepton et neutrino dont la signature claire dans le détecteur faciliterait la découverte. Dans le cadre de ma thèse, je me suis intéressée au potentiel de découverte du boson de jauge lourd W' décrit par le modèle des jauges étendues lors de sa décroissance en électron et neutrino [25]. Ce modèle est décrit dans le paragraphe 2.1.4 du chapitre chapitre 1, où l'on a montré que le rapport de branchement du W' lors de ses trois décroissances possibles $W' \rightarrow qq'$, $W' \rightarrow l\nu$ et $W' \rightarrow ZW$ sont respectivement de 75%, 24% et 1% pour un W' de masse $m_{W'} \sim 1$ TeV (voir figure 1.13).

Le potentiel de découverte du W' avec une énergie dans le centre de masse nominale de $\sqrt{s} = 14$ TeV a déjà été étudié dans la collaboration à l'occasion de l'exercice CSC [83]. Des études plus récentes ont montré que malgré une énergie dans le centre de masse réduite pour la première année de fonctionnement du LHC en 2010, la découverte d'un W' de masse légèrement supérieure aux masses exclues par le TeVatron ($M_{W'} \sim 1$ TeV) reste possible. Il s'agit en effet d'un des rares processus qui permette une découverte avec ~ 50 pb $^{-1}$ de données avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV [84] [94].

Si la découverte d'un $W' \rightarrow e\nu$ nécessite la maîtrise de la reconstruction des électrons, elle requiert surtout celle de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T qui demande la maîtrise préalable des performances de tous les sous-détecteurs. La reconstruction de \cancel{E}_T est décrite dans le paragraphe 1, tandis que le paragraphe 2 montrera que l'énergie transverse manquante calorimétrique, dont la contribution est largement prépondérante dans le canal $W' \rightarrow e\nu$, est bien maîtrisée.

Dans la perspective d'une recherche du $W' \rightarrow e\nu$ dans les premières données, la robustesse de la reconstruction de l'énergie transverse manquante est un atout.

C'est pourquoi, après avoir étudié le potentiel de découverte du $W' \rightarrow e\nu$ en utilisant l'énergie transverse manquante reconstruite avec la méthode standard d'ATLAS impliquant tous les sous-détecteurs, nous mesurerons l'impact d'une définition uniquement calorimétrique sur le potentiel de découverte (paragraphe 3).

1 Énergie transverse manquante

Dans ATLAS, le bilan d'énergie n'est pas possible dans la direction du faisceau car l'interaction qui résulte de la rencontre de deux protons a en réalité lieu entre deux partons, gluons ou quarks, qui ne portent qu'une fraction a priori inconnue de l'énergie du proton. Le seul bilan possible a lieu dans le plan transverse à la direction du faisceau, dans lequel les impulsions transverses des différentes contributions doivent s'annuler dans l'état final. C'est pourquoi on parle d'énergie transverse manquante.

La mesure de l'énergie transverse manquante est une tâche à la fois particulière et délicate. Cette tâche est particulière, car elle a pour objectif de mesurer les propriétés des particules qui n'interagissent pas du tout dans le détecteur en utilisant pour cela l'information laissée par toutes les autres particules présentes dans l'évènement. Parmi les particules indétectables on trouve tout d'abord les neutrinos qui sont des particules prédites par le Modèle Standard et qui ont déjà été observées par plusieurs expériences. Mais on y trouve également des particules hypothétiques comme le neutralino, la plus légère des particules supersymétriques, qui pourrait également être un excellent candidat à la matière noire. Cette mesure est également délicate, car ses performances reposent sur celles de toutes les mesures effectuées dans le détecteur. L'énergie transverse manquante est particulièrement sensible à la couverture imparfaite du détecteur, sa résolution finie, la présence de zones mortes ou de fonctionnement non nominal dans les sous-détecteurs, et enfin au bruit susceptible d'imiter de l'énergie transverse manquante d'origine physique.

Il existe deux algorithmes de reconstruction de \cancel{E}_T dans ATLAS, le premier partant des cellules des calorimètres et le second des objets reconstruits.

1.1 Reconstruction de \cancel{E}_T à partir des cellules calorimétriques

La reconstruction de \cancel{E}_T à partir des cellules calorimétriques se fait en trois étapes. Les variables d'énergie transverse manquante sont tout d'abord calculées en utilisant les canaux qui survivent à une procédure de suppression du bruit. Par la suite les canaux sont étalonnés, soit en affectant des coefficients globaux dépendant uniquement de la densité d'énergie laissée dans les cellules, soit en calibrant l'énergie des cellules en tenant compte de l'objet dans lequel il a été reconstruit a posteriori. Enfin, les contributions venant des muons et de l'énergie perdue dans la matière non active, en particulier dans le cryostat sont prises en compte. La définition finale de \cancel{E}_T est donc :

$$\cancel{E}_T^{Final} = \cancel{E}_T^{CaloCalib} + \cancel{E}_T^{Cryo} + \cancel{E}_T^{Muon} \quad (7.1)$$

Ses différents termes sont explicités dans les paragraphes suivants.

Contribution calorimétrique avant étalonnage : \cancel{E}_T^{Calo}

La reconstruction de \cancel{E}_T calorimétrique, que l'on appellera \cancel{E}_T^{Calo} (voir figure 7.1) est calculée à partir des énergies déposées dans les cellules du calorimètre qui survivent à une procédure de suppression du bruit. Il existe deux procédures de suppression du bruit.

► Méthode simple de suppression du bruit

Dans cette méthode sont considérées toutes les cellules dans lesquelles l'énergie déposée est supérieure à une valeur seuil qui correspond à un multiple du bruit de la cellule. On considère en général $|E_{cell}| > 2 * \sigma_{bruit}$. Dans ce chapitre, \cancel{E}_T calorimétrique reconstruit avec cette méthode est appelé \cancel{E}_T^{Base} (voir figure 7.1).

► Méthode de suppression du bruit par agglomérat topologique

Cette méthode consiste à former des agglomérats topologiques de cellules en 3 dimensions qui sont construits en partant d'une cellule source dont l'énergie absolue vaut $|E_{cell}| > 4 * \sigma_{bruit}$ à laquelle on agglomère toutes les cellules contigües qui satisfont la relation $|E_{cell}| > 2 * \sigma_{bruit}$. Le processus s'arrête en délimitant une frontière à l'agglomérat avec des cellules telles que $|E_{cell}| > 0 * \sigma_{bruit}$. Cette sélection, que l'on appelle aussi 4/2/0, sert à définir \cancel{E}_T calorimétrique appelé \cancel{E}_T^{Topo} (voir figure 7.1).

Dans les événements avec grands dépôts d'énergie tel que le $W' \rightarrow e\nu$, les deux définitions \cancel{E}_T^{Base} et \cancel{E}_T^{Topo} donnent des résultats tout à fait comparables, l'influence du bruit étant négligeable par rapport aux vrais dépôts calorimétriques. En revanche, dans les événements déclenchés aléatoirement et où l'énergie lue dans les cellules ne correspond pas à un véritable dépôt physique mais correspond au bruit, 8500 cellules sont sélectionnées en moyenne par \cancel{E}_T^{Base} contre 500 pour \cancel{E}_T^{Topo} , prouvant que la suppression du bruit par agglomérats topologiques est plus efficace.

L'énergie transverse manquante est l'opposé de l'impulsion transverse reconstruite avec les cellules sélectionnées par les méthodes définies plus haut. Le vecteur ainsi défini dans le plan transverse (0,x,y) a donc deux composantes E_x^{miss} et E_y^{miss} :

$$\begin{cases} E_x^{miss} = - \sum_{i=1}^{N_{cell}} E_i \sin \theta_i \cos \varphi_i, \\ E_y^{miss} = - \sum_{i=1}^{N_{cell}} E_i \sin \theta_i \sin \varphi_i, \end{cases} \quad (7.2)$$

où

- N_{cell} est le nombre de cellules sélectionnées lors du processus de suppression du bruit
- E_i est l'énergie de la cellule numéro i dans la liste des cellules sélectionnées
- θ_i et ϕ_i sont les coordonnées angulaires de la cellule numéro i dans le détecteur

La norme de ce vecteur constitue l'énergie transverse manquante calorimétrique non calibrée :

$$\cancel{E}_T^{Calo} = \sqrt{E_x^{miss} \times E_x^{miss} + E_y^{miss} \times E_y^{miss}}. \quad (7.3)$$

On définit également la somme de l'énergie projetée dans le plan transverse de toutes les cellules sélectionnées après suppression du bruit :

$$\sum E_T = \sum_{i=1}^{N_{cell}} E_i \cdot \sin\theta_i \quad (7.4)$$

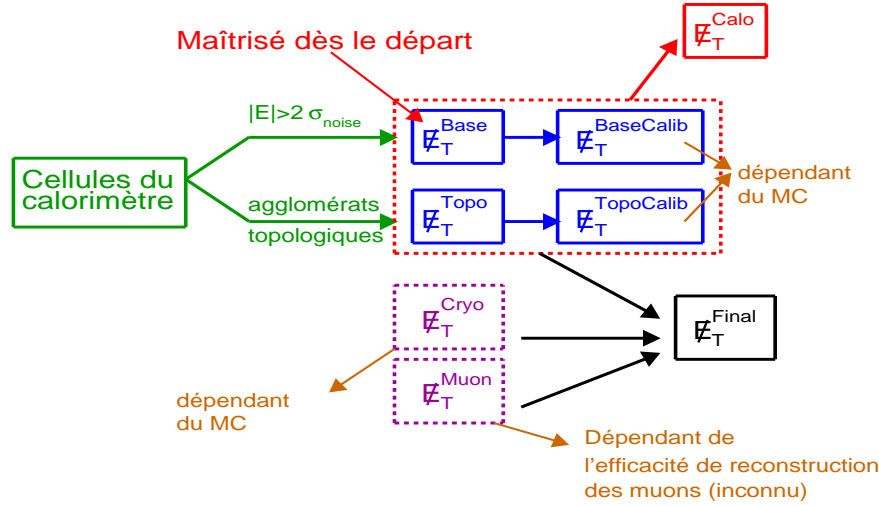


FIGURE 7.1 – Schéma de la reconstruction de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T dans ATLAS (méthode à partir des cellules)

Étalonnage de la contribution calorimétrique : $\cancel{E}_T^{CaloCalib}$

La contribution calorimétrique \cancel{E}_T^{Calo} telle qu'elle est définie plus haut est calculée à l'échelle électromagnétique. Un étalonnage est ensuite nécessaire pour prendre en compte les effets de matière et corriger l'échelle d'énergie lors de la reconstruction des jets¹. Pour améliorer l'échelle de reconstruction de \cancel{E}_T calorimétrique, et dans une moindre mesure sa résolution, il est nécessaire de calibrer l'énergie perdue dans les cellules en établissant une classification suivant que le dépôt dans le calorimètre est d'origine électromagnétique ou hadronique, et si ces dépôts sont associés à un objet de grande impulsion transverse.

Une première méthode d'étalonnage de \cancel{E}_T repose sur la densité d'énergie déposée dans les cellules [85]. En effet les gerbes électromagnétiques ont tendance à laisser des dépôts de plus grande densité énergétique que les gerbes hadroniques. Cette méthode de calibration s'appelle la "calibration H1" en référence à l'expérience H1 basé auprès de l'accélérateur Hera à Hamburg où elle a été utilisée [86], [87]. Une méthode alternative utilise des informations relatives à la forme et la profondeur de la gerbe [88]. Elle repose sur la nature des objets, comme par exemple la différence entre les réponses du détecteur aux électrons et aux pions.

1. Le calorimètre d'ATLAS est non compensant, c'est-à-dire que sa réponse aux électrons (échelle électromagnétique) et sa réponse aux hadrons (échelle hadronique) sont différentes.

Les énergies transverses manquantes calorimétriques ainsi calibrées $\cancel{E}_T^{CaloCalib}$ sont appelées $\cancel{E}_T^{BaseCalib}$ et $\cancel{E}_T^{TopoCalib}$ (voir figure 7.1).

Contribution des muons

\cancel{E}_T^{Muon} , aussi appelée **METMuon** (voir figure 7.1) est reconstruit à partir du moment des muons reconstruits dans l'intervalle $|\eta| < 2.7$.

$$\cancel{E}_T^{Muon} = - \sum_{recMuons} E_T \quad (7.5)$$

Dans la région $|\eta| < 2.5$ on considère les muons ayant une trace associée dans le trajectographe interne. Cela réduit considérablement les fausses contributions comme celles venant de jets de grande énergie laissant des coups dans les chambres à muons. En revanche, pour $2.5 < |\eta| < 2.7$, le spectrographe à muons est utilisé seul. On peut remarquer que l'énergie laissée par les muons dans les calorimètres, bien que faible, est déjà prise en compte dans \cancel{E}_T^{Calo} .

La résolution sur la mesure de \cancel{E}_T^{Final} n'est que très peu affectée par la contribution des muons. En revanche, les muons hors de l'acceptance du spectrographe, ceux dont l'impulsion est mal mesurée ou encore les objets reconstruits comme des muons mais qui ne le sont pas (jets énergétiques) sont susceptibles d'être une source de fausses queues dans les distributions de \cancel{E}_T qui sont particulièrement dangereuses lors de la recherche de nouvelle physique. Ils peuvent par exemple imiter la présence d'un évènement $W' \rightarrow e\nu$.

Contribution du cryostat

La contribution \cancel{E}_T^{Cryo} aussi appelée **METCryo** (voir figure 7.1), vise à corriger de l'énergie perdue par les jets dans le cryostat qui se trouve entre le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique, c'est-à-dire la face externe du cryostat tonneau. Elle est estimée en établissant une corrélation entre les énergies déposées dans le dernier compartiment du calorimètre électromagnétique et le premier compartiment du calorimètre hadronique. Elle est définie par :

$$\begin{cases} \cancel{E}_T^{Cryo} = - \sum_{recJets} E_{jet}^{Cryo} \\ E_{jet}^{Cryo} = w^{Cryo} \sqrt{E_{EM3} \times E_{HAD}} \end{cases} \quad (7.6)$$

où

- w^{Cryo} est un poids d'étalonnage (déterminé avec la méthode de type H1)
- E_{EM3} est l'énergie reconstruite des jets dans le troisième compartiment du calorimètre électromagnétique
- E_{HAD} est l'énergie reconstruite des jets dans le premier compartiment du calorimètre hadronique

Cette correction n'est pas négligeable pour les jets de grande impulsion transverse ($\sim 5\%$ par jet tel que $p_T > 500$ GeV).

1.2 Reconstruction de \cancel{E}_T à partir des objets

L'énergie transverse manquante reconstruite à partir des objets, appelée $\cancel{E}_T^{RefFinal}$ est définie par :

$$\begin{aligned} \cancel{E}_T^{RefFinal} = & - \sum \cancel{E}_T^{Electrons} - \sum \cancel{E}_T^{Photons} - \sum \cancel{E}_T^{Taus} \\ & - \sum \cancel{E}_T^{Jets} - \sum \cancel{E}_T^{Muons} - \sum \cancel{E}_T^{Topo} \end{aligned} \quad (7.7)$$

où \cancel{E}_T^{Topo} correspond aux agglomérats calorimétriques qui n'ont pas été associés à un objet. Ils sont également appelés "objets de bas p_T " et sont classifiés selon leur nature électromagnétique ou hadronique (souvent des pions, chargés ou neutres) pour être ensuite calibrés en fonction de leur nature.

La méthode de reconstruction de l'énergie transverse manquante basée sur les objets reconstruits présente des avantages pour certaines analyses de physique particulièrement sensibles aux dépôts de basse énergie venant des jets de bas p_T , événements de biais minimum et phénomènes d'empilement. En revanche, la méthode partant des cellules du calorimètre est plus robuste et plus adaptée à l'analyse des premières données du LHC, car elle n'hérite pas des erreurs systématiques issues de la reconstruction préalable des objets.

2 Performance de \cancel{E}_T calorimétrique dans ATLAS

Dans ce paragraphe nous nous intéressons de plus près aux performances de reconstruction de l'énergie transverse manquante calorimétrique reconstruite à partir des cellules du calorimètre : sa contribution est en effet prépondérante lors de la recherche d'un boson de jauge lourd W' décroissant en électron et neutrino.

La reconstruction de l'énergie transverse manquante calorimétrique est déjà bien maîtrisée. Elle a pu être vérifiée à l'occasion des campagnes de cosmiques lors des prise de données avec déclenchement aléatoire, lors du déclenchement avec le premier niveau du système de déclenchement calorimétrique [89], ou encore à l'occasion des premières collisions du LHC à 900 GeV, 2.36 TeV et 7 TeV avec les événements de biais minimum [90] [91]. A titre illustratif, la figure 7.2 gauche montre la distribution de \cancel{E}_T pour les événements de biais minimum lors des collisions à 7 TeV. L'absence de queues à haute énergie atteste de la réussite du travail de mise en œuvre des calorimètres. On a pu observer dans ces mêmes données des valeurs de $\sum E_T$ allant jusqu'à 100 GeV. Il a enfin été possible d'obtenir une évaluation de la qualité de la reconstruction de \cancel{E}_T calorimétrique en mesurant la résolution de E_x^{miss} et E_y^{miss} qui doit être proportionnelle à $\sqrt{\sum E_T}$. Un ajustement aux données par un Monte Carlo a permis de déterminer que la résolution sur \cancel{E}_T est $\sigma(E_x^{miss}, E_y^{miss}) = 0.43 \times \sqrt{\sum E_T}$, comme l'illustre la figure 7.2 droite qui atteste du reste d'un bon accord entre données et simulations.

On peut conclure de ces résultats que la reconstruction de l'énergie transverse manquante calorimétrique non calibrée est satisfaisante. L'étalonnage de \cancel{E}_T calorimétrique et la détermination de \cancel{E}_T^{Cryo} qui dépendent des simulations Monte Carlo sont actuellement vérifiées plus en avant avec des données de collisions, de la même façon que l'efficacité de reconstruction des muons dont dépend \cancel{E}_T^{Muon} .

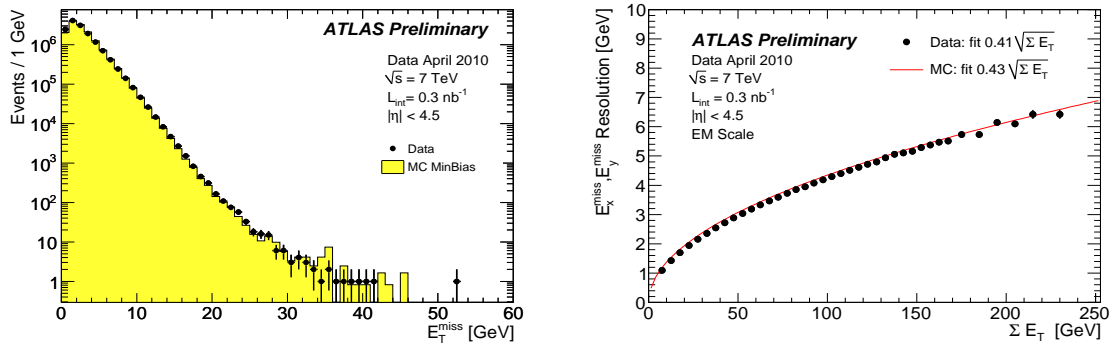


FIGURE 7.2 – *Gauche : Distributions de E_T calorimétrique non calibrée reconstruite avec les agglomérats topologiques 4/2/0 pour les données de biais minimum issus de 14.4 millions d'évènements à $\sqrt{s} = 7$ TeV (points noirs), et comparaison à des simulations normalisées au nombre d'évènements dans les données. Droite : Résolution de E_x^{miss} et E_y^{miss} en fonction de la somme des énergies transverses $\sum E_T$ pour les évènements de biais minimum issus de collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV (points noirs). La ligne représente un ajustement par des simulations Monte Carlo. $\sum E_T$ est calculé avec la méthode des agglomérats topologiques sans étalonnage [91].*

En conséquence, le paragraphe étudie le potentiel de découverte d'un $W' \rightarrow e\nu$ de 1 TeV avec l'énergie transverse manquante calorimétrique, qui est à ce jour déjà bien sous contrôle.

3 Préparation à la recherche d'un boson de jauge lourd chargé W' avec des données simulées

3.1 Motivations

La recherche de nouvelle physique dans les toutes premières données du LHC ne pourra pas se faire avec les performances nominales du détecteur puisque sa mise en œuvre ainsi que la validation des simulations nécessiteront un travail préliminaire. Pour envisager une découverte précoce, il est donc nécessaire d'étudier grâce aux simulations l'influence de performances dégradées sur le potentiel des découvertes.

Pour découvrir le W' dans sa décroissance en électron et neutrino, il est fondamental de maîtriser non seulement la reconstruction de l'électron, mais surtout celle de l'énergie transverse manquante. L'objectif de l'analyse ici décrite est d'introduire du réalisme dans les performances sur l'électron et E_T et d'étudier leur impact sur le potentiel de découverte du $W' \rightarrow e\nu$.

Utilisé comme un véritable échantillon de contrôle, l'observation préalable du W est pré-requis indispensable à la découverte d'un boson de jauge lourd chargé W' . C'est pourquoi dans ce chapitre tous les résultats sont obtenus à la fois pour le W' et pour le W .

L'impact de la dégradation des performances de reconstruction des électrons a été testé grâce aux simulations de deux façons : en ne tenant pas compte des effets de matière dans la reconstruction de l'énergie et en augmentant la valeur du terme constant de la résolution en énergie. La figure 7.3 montre en haut les distributions de masse transverse du $W' \rightarrow e\nu$ à gauche et du $W \rightarrow e\nu$ à droite calculées avec l'énergie nominale, c'est-à-dire telle qu'elle est reconstruite dans ATLAS selon l'algorithme décrit dans la section 1.2 chapitre 5 (marqueurs noirs pleins) et l'énergie reconstruite sans tenir compte des effets de matière, c'est-à-dire en faisant simplement la somme des énergies reconstruites dans chaque compartiment longitudinal (marqueurs rouges vides). On constate qu'une erreur sur l'étalonnage de l'énergie provoque un léger décalage de la distribution mais ne dégrade pas la résolution du pic du W' , ce qui n'affecte donc pas son potentiel de découverte. La figure 7.3 donne en bas les distributions de masse transverse du W' à gauche et du W à droite calculées avec une reconstruction nominale (points noirs), et une dégradation du terme constant de 2% (carrés rouges vides) et 5% (triangles bleus pleins). On constate qu'une dégradation du terme constant à la résolution sur l'énergie jusqu'à 5% n'affecte ni la reconstruction du pic du W' ni celle du W . Ces dégradations des performances de la reconstruction de l'électron n'ont qu'un impact marginal sur le potentiel de découverte du $W' \rightarrow e\nu$. Une analyse précédente sur l'étude du potentiel de découverte $Z' \rightarrow ee$ [93] avait abouti à la même conclusion malgré la présence de deux électrons dans l'état final.

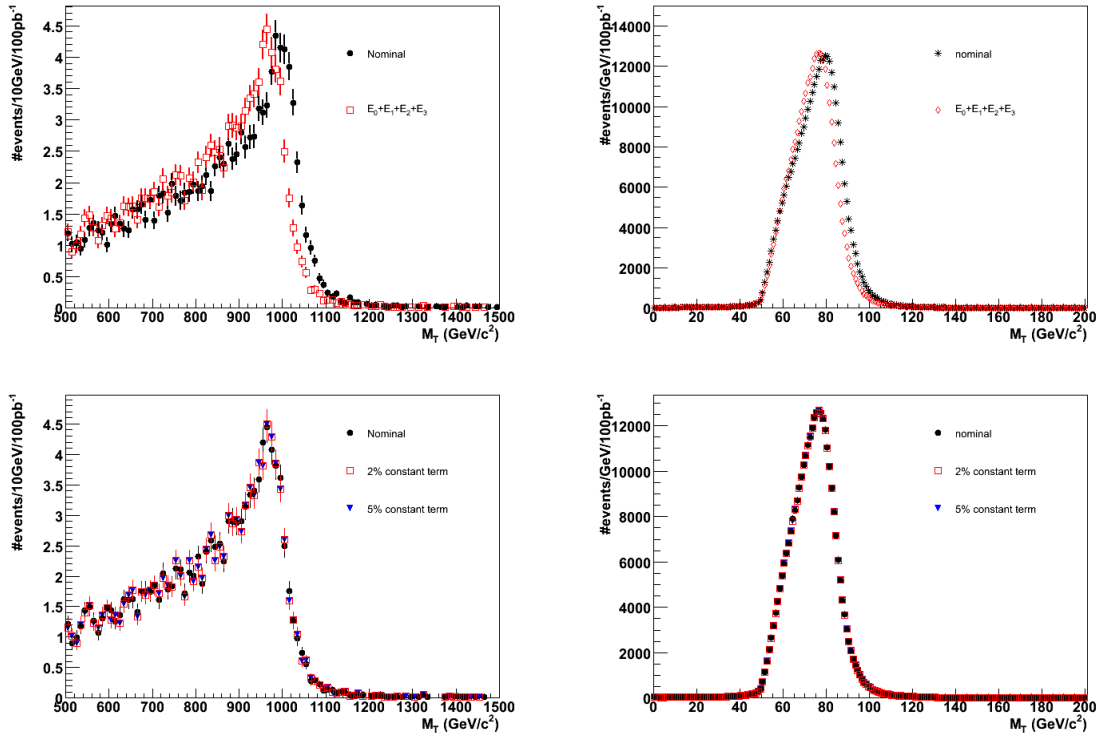


FIGURE 7.3 – Distributions de la masse transverse du W' (gauche) et du W (droite) calculée avec l'énergie nominale (marqueurs noirs pleins) et l'énergie non calibrée (marqueurs rouges vides) en haut, et avec une dégradation du terme constant de 2% et de 5% en bas.

Il est donc clair que la dégradation des performances de l'électron sont négligeables et que le plus grand obstacle à la reconstruction du W et du W' est une reconstruction de l'énergie transverse manquante non optimale qui est le sujet de la suite de ce chapitre.

L'énergie transverse manquante orientée \cancel{E}_T^{Final} est la somme de l'énergie manquante reconstruite dans les calorimètres \cancel{E}_T^{Calo} , la composante venant du système à muons \cancel{E}_T^{Muon} et la contribution issue de la perte d'énergie dans le matériel inactif et principalement le cryostat \cancel{E}_T^{Cryo} .

Les différentes contributions de ces trois termes dans la mesure de \cancel{E}_T pour le $W' \rightarrow e\nu$ sont données sur la figure 7.4 gauche. On constate que les contributions de la part des muons (\cancel{E}_T^{Muon}) et des pertes dans la matière (\cancel{E}_T^{Cryo}) sont complètement négligeables (pics à 0 dans les distributions) face aux différents types de contributions calorimétriques. Cela s'explique par la signature du processus qui consiste en un dépôt de grande énergie dans le calorimètre électromagnétique suite à la présence d'un électron de grande impulsion transverse, et à une activité hadronique. 99% de l'énergie transverse manquante totale² est reconstruite dans la partie calorimétrique \cancel{E}_T^{Calo} , et seulement 1% est reconstruite dans les composantes \cancel{E}_T^{Muon} et \cancel{E}_T^{Cryo} .

Suivant la procédure de suppression du bruit (voir paragraphe 1), il existe deux types d'énergie transverse manquante calorimétrique : \cancel{E}_T^{Base} et \cancel{E}_T^{Topo} , et si elles sont étalonnées, $\cancel{E}_T^{BaseCalib}$ et $\cancel{E}_T^{TopoCalib}$. La figure 7.4 gauche montre que les deux définitions calorimétriques avant étalonnage \cancel{E}_T^{Base} et \cancel{E}_T^{Topo} sont complètement équivalentes. On constate en revanche que l'étalonnage induit un décalage de 0.7% dans la distribution de \cancel{E}_T , comme le montre la distribution de $\cancel{E}_T^{BaseCalib}$. Il a été vérifié que ne pas tenir compte de l'étalonnage induit un décalage de 6% dans la distribution de la masse transverse invariante reconstruite du W' mais ne dégrade pas la largeur du pic, ce qui n'a donc pas d'effet majeur sur le potentiel de découverte.

Il est important de remarquer que tous les résultats énoncés précédemment restent vrais pour la détection du $W \rightarrow e\nu$ (figure 7.4 droite), malgré un dépôt d'énergie calorimétrique plus modéré ($M_W = 80$ GeV).

3.2 Reconstruction de la masse transverse invariante

Compte-tenu de la présence d'énergie transverse manquante dans leur état final, il n'est pas possible de reconstruire la masse invariante du W et du W' , mais uniquement leur masse transverse invariante M_T . Les distributions de masse transverse invariante du W' et du W sont alors des pics jacobiens. L'observation du W ou la potentielle découverte d'un W' se feront par la détection d'un excès statistique par rapport aux simulations du bruit de fond dans la distribution de masse transverse invariante. Cette dernière est définie par :

$$M_T = \sqrt{2p_T \cancel{E}_T (1 - \cos(\phi_{electron} - \phi_{\cancel{E}_T}))} \quad (7.8)$$

2. L'énergie transverse manquante devrait être reconstruite à 100% dans le calorimètre puisque l'événement ne comporte qu'un électron. \cancel{E}_T reconstruite dans la composante \cancel{E}_T^{Muon} ou \cancel{E}_T^{Cryo} n'est donc qu'un artefact dû à la résolution des sous-détecteur. Cette résolution a un impact d'autant plus grand que l'énergie de l'électron est faible, c'est pourquoi les composantes \cancel{E}_T^{Muon} et \cancel{E}_T^{Cryo} sont relativement plus importantes pour le W que pour le W' .

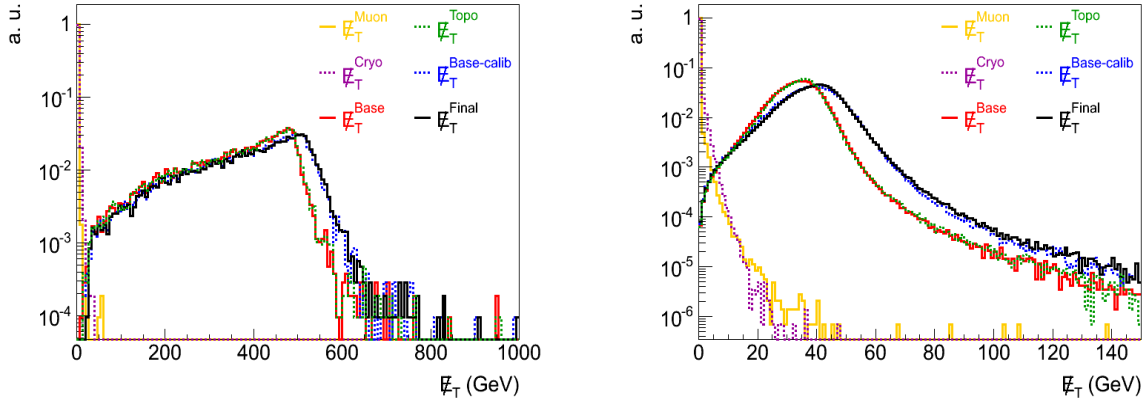


FIGURE 7.4 – Distribution des différentes contributions à l'énergie transverse manquante E_T (GeV) dans ATLAS pour des événements $W'(1 \text{ TeV}) \rightarrow e\nu$ (gauche) et $W \rightarrow e\nu$ (droite) pour la contribution des muons E_T^{Muon} (ligne jaune), du cryostat E_T^{Cryo} (pointillés violets), les contributions calorimétriques non étalonnées E_T^{Base} (ligne rouge) et E_T^{Topo} (pointillés verts), une contribution calorimétrique étalonnée $E_T^{\text{BaseCalib}}$ (pointillés bleus) et enfin pour E_T telle qu'elle est reconstruite dans ATLAS E_T^{Final} (ligne noire).

où

- p_T est l'impulsion transverse de l'électron
- E_T est l'énergie transverse manquante, que l'on identifie au neutrino
- ϕ_{electron} est la direction ϕ de l'électron
- ϕ_{E_T} est la direction ϕ de l'énergie transverse manquante

Les premiers candidats $W \rightarrow e\nu$ dans les données de collisions du LHC à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ont ainsi été reconstruits, comme l'illustre la figure 7.5 qui montre à droite la masse transverse invariante des W et à gauche le spectre en p_T des électrons de ces événements.

3.3 Simulation et sélection

L'étude présentée dans ce chapitre a été réalisée avec des simulations Monte Carlo de collisions à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$. Les tables 7.1 et 7.2 donnent la liste des signaux $W' \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow e\nu$ et des bruits de fond qui ont été considérés dans cette analyse. Les principaux bruits de fond du W' et du W sont les processus pouvant comporter une grande énergie transverse manquante et/ou un objet susceptible d'être reconstruit comme un électron.

Le premier bruit de fond du $W' \rightarrow e\nu$ est donc naturellement le $W \rightarrow e\nu$. Les événements di-jets³ peuvent imiter la signature d'un électron et présenter de l'énergie transverse manquante. Malgré un bon facteur de rejet des jets par rapport aux électrons et une coupure élevée sur E_T , leur très grande section efficace peut

3. Les bruits de fond dijet sont étiquetés de J0 à J8 sur lesquels sont appliqués des filtres croissants sur l'impulsion transverse des partons.

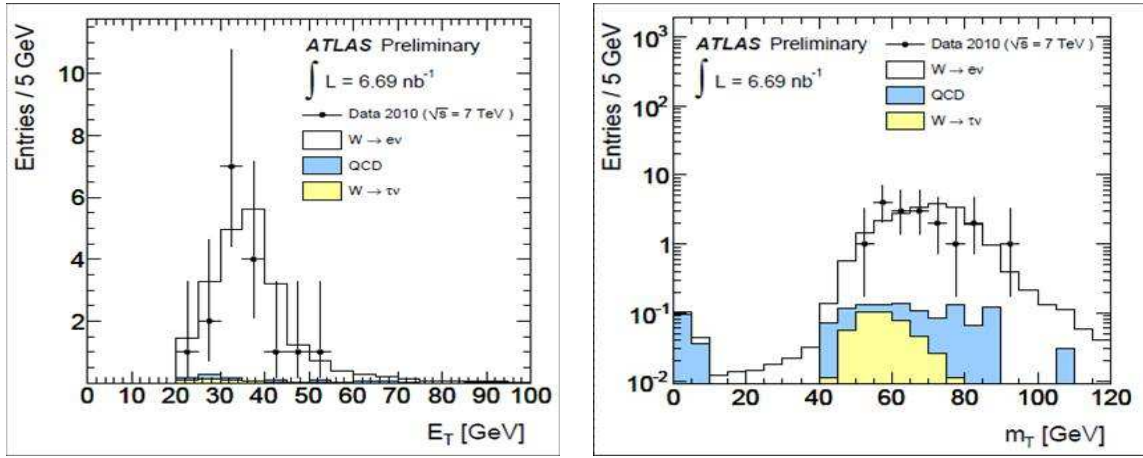


FIGURE 7.5 – Distribution de l'impulsion transverse des électrons (gauche) et de la masse transverse invariante des $W \rightarrow e\nu$ (droite) des 17 candidats $W \rightarrow e\nu$ reconstruits avec 6.7 nb^{-1} de collisions à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ début 2010.

en faire un bruit de fond significatif. Les événements $t\bar{t}$ ont une signature dans le détecteur qui comporte de nombreux jets, de l'énergie transverse manquante et parfois des leptons. Ils sont donc un très bon candidat au bruit de fond. Enfin, un dernier bruit de fond a été considéré dans l'optique d'une reconstruction du W' ne prenant en compte que l'énergie transverse calorimétrique qui sera détaillée dans le paragraphe 3.5. Le bruit de fond $W \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$ est négligeable lors de la reconstruction standard car il comporte un muon, mais il a été vérifié que ce bruit de fond ne devienne pas préoccupant lorsque la composante venant des muons n'est pas prise en compte dans la mesure de \cancel{E}_T .

Les bruits de fond du W' sont également des bruits de fond pour l'observation du W .

La même sélection est appliquée pour le W et le W' . Le nombre d'événements W et W' passant chaque coupure pour 100 pb^{-1} de données à 10 TeV ainsi que l'efficacité de la sélection est décrite dans la table 7.3. La sélection cinématique sur l'électron requiert exactement un objet reconstruit comme électron dans chaque événement et dont l'impulsion transverse vérifie $p_T > 25 \text{ GeV}$. On restreint l'analyse à la région de précision du calorimètre électromagnétique et où l'information du trajectographe interne est disponible : $|\eta| < 2.5$. La région de transition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre est largement retirée de l'analyse : $1.3 < |\eta| < 1.6$. Chaque événement doit passer la coupure $\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV}$. En premier lieu dans le paragraphe 3.4, le potentiel de découverte du $W' \rightarrow e\nu$ sera évalué avec la définition standard de \cancel{E}_T , $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ (voir paragraphe 1). On s'attachera ensuite dans le paragraphe 3.5 à évaluer l'impact d'une définition calorimétrique de l'énergie transverse manquante en remplaçant $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ par $\cancel{E}_T^{\text{Base}}$. La définition de \cancel{E}_T utilisée sera dans chaque cas la même pour la coupure et pour la reconstruction de la masse transverse invariante M_T (équation (7.8)).

L'efficacité du système de déclenchement exigeant un électron isolé de grand p_T , comme par exemple le menu $e20$ ($p_T^{\text{elec}} > 20 \text{ GeV}$) dans le cadre d'une luminosité

Processus (Générateur)	Numéro d'échantillon	Filtre en GeV (efficacité)	σ en pb (k-factor)	# evts $\times 10^3$	L (pb^{-1})
$W' \rightarrow e\nu$ (Pythia)	105610	aucun	4.678 (1.37)	48	104000
$W \rightarrow e\nu$ (Pythia)	106604	$200 < M_T < 500$ (0.38)	12.6 (1.22)	50	4000
$W \rightarrow e\nu$ (Pythia)	106605	$M_T > 500$ (0.38)	0.39 (1.22)	50	120000
$t\bar{t}$ full, semi-leptonic (McAtNlo)	105200	aucun	205.28	1700	8500
$t\bar{t}$ full hadronic (McAtNlo)	105204	aucun	168.12	1000	5500
J0 (Pythia)	105009	$8 < \hat{p}_T < 17$	1.17×10^{10}	1000	0.00008
J1 (Pythia)	105010	$17 < \hat{p}_T < 35$	8.67×10^8	1000	0.0011
J2 (Pythia)	105011	$135 < \hat{p}_T < 70$	5.60×10^7	1000	0.017
J3 (Pythia)	105012	$70 < \hat{p}_T < 140$	3.28×10^6	1400	0.4
J4 (Pythia)	105013	$140 < \hat{p}_T < 280$	1.528×10^5	1000	6.4
J5 (Pythia)	105014	$280 < \hat{p}_T < 560$	5.12×10^3	1400	271.4
J6 (Pythia)	105015	$560 < \hat{p}_T < 1120$	1.12×10^2	400	4000
J7 (Pythia)	105016	$1120 < \hat{p}_T < 2240$	1.075	400000	400
J8 (Pythia)	105017	$\hat{p}_T > 2240$	1.112×10^{-3}	400	44000000
$W \rightarrow \mu\nu + 1$ parton (Alpgen)	107691	$p_T > 20$	2017.48	201	99.6
$W \rightarrow \mu\nu + 2$ parton (Alpgen)	107692	$p_T > 20$	625.76	156	250

TABLE 7.1 – *Caractéristique des processus issus de simulations complètes de mc08 à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ pour $W' \rightarrow e\nu$ et ses bruits de fonds (reconstruction avec la version 14.5.0 du code d'ATLAS). M_T représente la masse transverse invariante du W . \hat{p}_T représente l'impulsion transverse des partons dans leur repère de repos.*

Processus (Générateur)	Numéro d'échantillon	Filtre (efficacité)	σ en pb à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$	# evts $\times 10^3$	L (pb^{-1})
$W \rightarrow e\nu$ inclusif (Pythia)	106020	$ \eta < 2.7$ (0.88)	11754.4	4000	350
$W \rightarrow \tau\nu$ (Pythia)	106022	$ \eta < 2.7$ (0.87)	4160.0	400	30
$t\bar{t}$ full, semi-leptonic (McAtNlo)	105200	aucun	205.28	1700	8500
$t\bar{t}$ full hadronic (McAtNlo)	105204	aucun	168.12	1000	5500
JF17 (Pythia)	1050802	(voir texte) (0.0706)	1453.6×10^6	7000	0.004
$W \rightarrow \mu\nu + 1$ parton (Alpgen)	107691	$p_T > 20$	2017.48	201	99.6
$W \rightarrow \mu\nu + 2$ parton (Alpgen)	107692	$p_T > 20$	625.76	156	250

TABLE 7.2 – *Caractéristique des processus issus de simulations complètes mc08 à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ pour $W \rightarrow e\nu$ et ses bruits de fonds (reconstruction avec la version 14.5.0 du code d'ATLAS). JF17 est un bruit de fond di-jet présentant un filtre pour favoriser les événements imitant les leptons. M_T représente la masse transverse invariante du W .*

	Événements W' (Efficacité)	Événements W (Efficacité)
Avant toute sélection	213 (100%)	1 034 390 (100%)
Cinématique électron + $\cancel{E}_T^{Final} > 25 \text{ GeV}$	155 (73.0% \pm 0.4%)	395 139 (38.20% \pm 0.02%)
Cinématique électron + $\cancel{E}_T^{Base} > 25 \text{ GeV}$	155 (72.9% \pm 0.4%)	369 945 (35.76% \pm 0.02%)
Cinématique électron + $\cancel{E}_T^{Final} > 25 \text{ GeV}$ + Identification électron	143 (66.9% \pm 0.4%)	343 429 (33.20% \pm 0.02%)
Cinématique électron + $\cancel{E}_T^{Base} > 25 \text{ GeV}$ + Identification électron	143 (66.9% \pm 0.4%)	322 038 (31.13% \pm 0.02%)

TABLE 7.3 – *Nombre d'événements W' et W passant les coupures successives pour 100 pb^{-1} de données à 10 TeV et efficacité des coupures.*

instantanée de $10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ est proche de 100% compte tenu de la sélection hors ligne.

La figure 7.6 montre les distributions du p_T du candidat électron (gauche) et de \cancel{E}_T dans sa définition standard $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ (droite) des signaux et de leurs bruits de fonds après avoir appliqué toutes les coupures cinématiques.

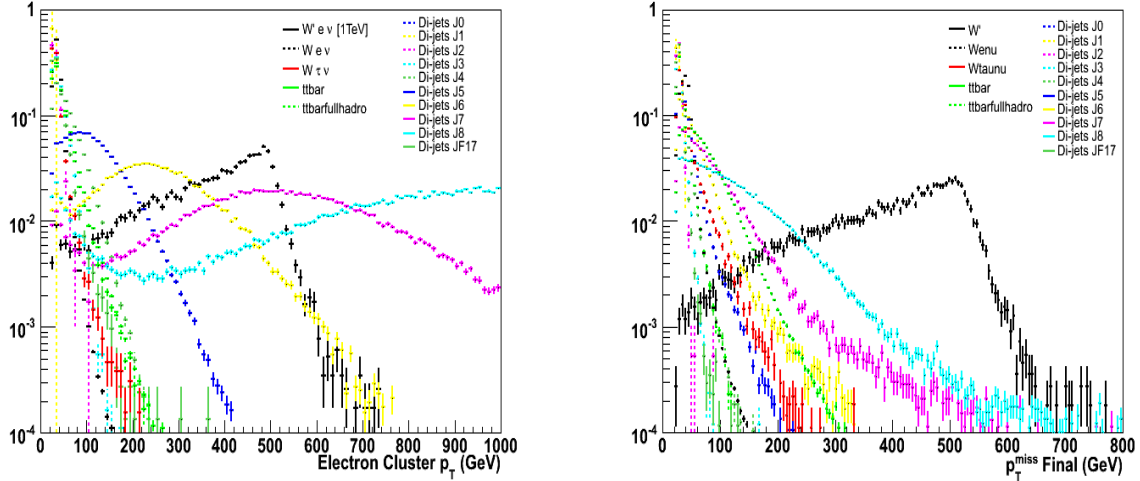


FIGURE 7.6 – *Distributions cinématiques des signaux et leurs bruits de fond. Gauche : distribution de l'impulsion transverse p_T des candidats électrons passant les coupures cinématiques. Droite : Distribution de l'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ après coupures cinématiques.*

La dernière étape de sélection consiste à appliquer une identification au candidat électron reconstruit dans l'évènement. Toutes les distributions incluant une identification sur l'électron feront référence à la sélection moyenne définie dans le chapitre 5, qui a été choisie comme étant un bon compromis pour rejeter suffisamment de bruit de fond tout en conservant suffisamment d'évènements de signal. Aucun critère d'isolation n'est ajouté à l'identification.

3.4 Extraction du W' avec \cancel{E}_T standard

L'objectif de ce paragraphe est d'extraire le signal du bruit de fond en utilisant la définition standard $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ de \cancel{E}_T .

La figure 7.7 (haut) montre la distribution de la masse transverse invariante M_T du W' (gauche) et du W (droite) avec leurs bruits de fonds respectifs, après coupures cinématiques. Toutes les contributions venant des dijets ont été sommées, ainsi que les contributions hadroniques, semi-leptoniques et leptoniques du bruit de fond $t\bar{t}$. Le pic du W' apparaît déjà clairement même sans coupure d'identification sur le candidat électron. Ses bruits de fond dominants sont $W \rightarrow e\nu$ et le bruit QCD venant des dijets. En revanche, le pic du W est un ordre de grandeur au dessous du bruit de fond dijets, son extraction n'est donc pas possible sans coupures d'identifications sur l'électron.

La figure 7.7 (bas) donne les mêmes distributions après identification de l'électron avec la sélection moyenne. Dans ce cas, le bruit de fond dominant du W' sont les

queues de la distribution du $W \rightarrow e\nu$. Le W est désormais visible au dessus de son bruit de fond dominant QCD.

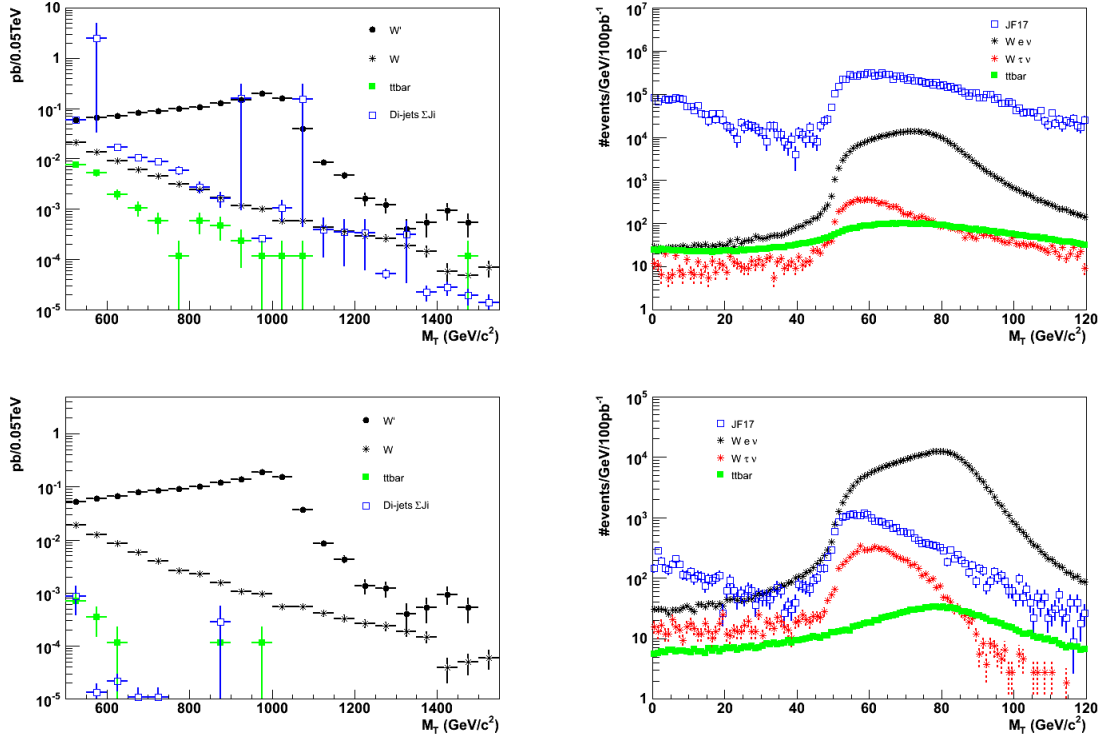


FIGURE 7.7 – Distributions des masses transverse M_T pour à gauche le signal W' de 1 TeV (points noirs), le bruit de fond $W \rightarrow e\nu$ (étoiles noires), le bruit de fond $t\bar{t}$ (carrés verts pleins) et dijet (carrés bleus vides) et à droite pour le $W \rightarrow e\nu$ (étoiles noires), $W \rightarrow \tau\nu$ (étoiles rouges), le bruit de fond $t\bar{t}$ (carrés verts pleins) et le bruit de fond dijets (carrés bleus vides). Les distributions sont obtenues après coupures cinématiques sur l'électron et \cancel{E}_T^{Final} , avant (haut) et après (bas) l'identification de l'électron.

Avec cette sélection similaire bien que non identique, les spectres du W' et du W sont en bon accord avec ceux obtenus lors des analyses CSC [83]. Une comparaison quantitative est obtenue en mesurant le nombre d'événements de signal et de bruits de fond dans une fenêtre de masse transverse invariante autour du pic du W' et du W . Notre analyse étant effectuée pour une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 10$ TeV, on s'attend à deux fois moins d'événements que dans la note CSC pour une fenêtre de masse considérée. En effet la section efficace de production des différents processus est globalement divisée par deux en passant de 14 TeV à 10 TeV :

$$\frac{\sigma_{14TeV}}{\sigma_{10TeV}} \sim 2 \quad (7.9)$$

C'est bien ce que l'on observe ne considérant que les événements reconstruits autour du pic du W' ($700 \text{ GeV} < M_T < 1200 \text{ GeV}$), comme le montre la table 7.4. On observe de plus que le rapport signal sur bruit obtenu dans la note CSC est retrouvé dans cette analyse à 10 TeV.

Processus	Notre Analyse (10 TeV)	Résultats CSC (14 TeV)
$W' \rightarrow e\nu$	93 ± 0.8	186 ± 3
$W \rightarrow e\nu$	1.4 ± 0.5	3.2 ± 0.8
$t\bar{t} + \text{dijets}$	0.00 ± 2.4	0.00 ± 2.4
S/B	62 ± 24	58 ± 15

TABLE 7.4 – *Comparaison entre cette analyse et les résultats CSC sur le nombre d'événements reconstruits pour le signal W' et ses bruits de fonds dans une fenêtre en masse transverse invariante $700 \text{ GeV} < M_T (\text{GeV}) < 1200 \text{ GeV}$ et rapport signal sur bruit S/B correspondant. Tous les résultats ont été mis à l'échelle de 100 pb^{-1} de données LHC. Les résultats sont donnés avec leur barre d'erreur statistique. D'après la loi de Poisson à un niveau de confiance de 90%, il y a au plus 2.4 événements dijets ou $t\bar{t}$ dans la fenêtre de masse considérée. Un facteur ~ 2 est attendu dans le nombre d'événements rapport aux sections efficaces de production à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$.*

Après avoir ainsi vérifié que l'analyse réalisée en utilisant $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ donnait les résultats attendus, l'objet de la suite de ce chapitre est de constater si la même analyse est viable en utilisant l'énergie transverse manquante calorimétrique.

3.5 Extraction du W' avec \cancel{E}_T calorimétrique

Dans ce paragraphe, une définition calorimétrique non étalonnée de \cancel{E}_T ($\cancel{E}_T^{\text{Base}}$) pour extraire les signaux du W' et du W est utilisée. Après avoir mesuré l'impact de cette définition sur la forme et la résolution du signal (paragraphe 3.5.1), on étudiera l'influence de ce choix sur le niveau des bruits de fonds. Enfin, il sera vérifié que l'utilisation de \cancel{E}_T calorimétrique n'induit pas l'apparition de nouveaux bruits de fond (paragraphe 3.5.2).

3.5.1 Impact sur le signal

La figure 7.8 donne en GeV les résolutions attendues de $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ et $\cancel{E}_T^{\text{Base}}$ pour le W' et le W . Un ajustement gaussien (rouge) leur est superposé, qui fournit la valeur de la résolution de ces \cancel{E}_T . La résolution de $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ dans cette analyse est $\sim 11 \text{ GeV}$, ce qui est en accord avec la résolution obtenue dans la note CSC, malgré la présence d'un décalage de la valeur moyenne qui reste minimal ($\sim 15 \text{ GeV}$) compte tenu de l'énergie manquante moyenne laissée par un événement W' ($\sim 500 \text{ GeV}$). On peut de plus remarquer que ces valeurs sont en accord avec la résolution attendue de \cancel{E}_T qui doit être de $40\% \sqrt{\langle \sum E_T \rangle} = 40\% \sqrt{600} \sim 10 \text{ GeV}$ (voir figure 7.2 droite). Enfin, les résolutions obtenues pour $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ et $\cancel{E}_T^{\text{Base}}$ sont en accord. On s'attend donc à ce que l'impact d'une définition calorimétrique de \cancel{E}_T n'affecte pas la forme pic du signal dans la distribution de la masse transverse invariante. Cela est confirmé sur la figure 7.9 gauche qui donne la distribution de la masse transverse invariante M_T du W' calculée avec la vraie \cancel{E}_T , $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ et $\cancel{E}_T^{\text{Base}}$. Les résultats montrent que l'utilisation de l'énergie transverse manquante calorimétrique induit un léger décalage dans le spectre en M_T du W' , mais il n'affecte pas la forme du

signal. On observe par contre un décalage et une légère dégradation de la définition du pic pour le W (figure 7.9 droite)

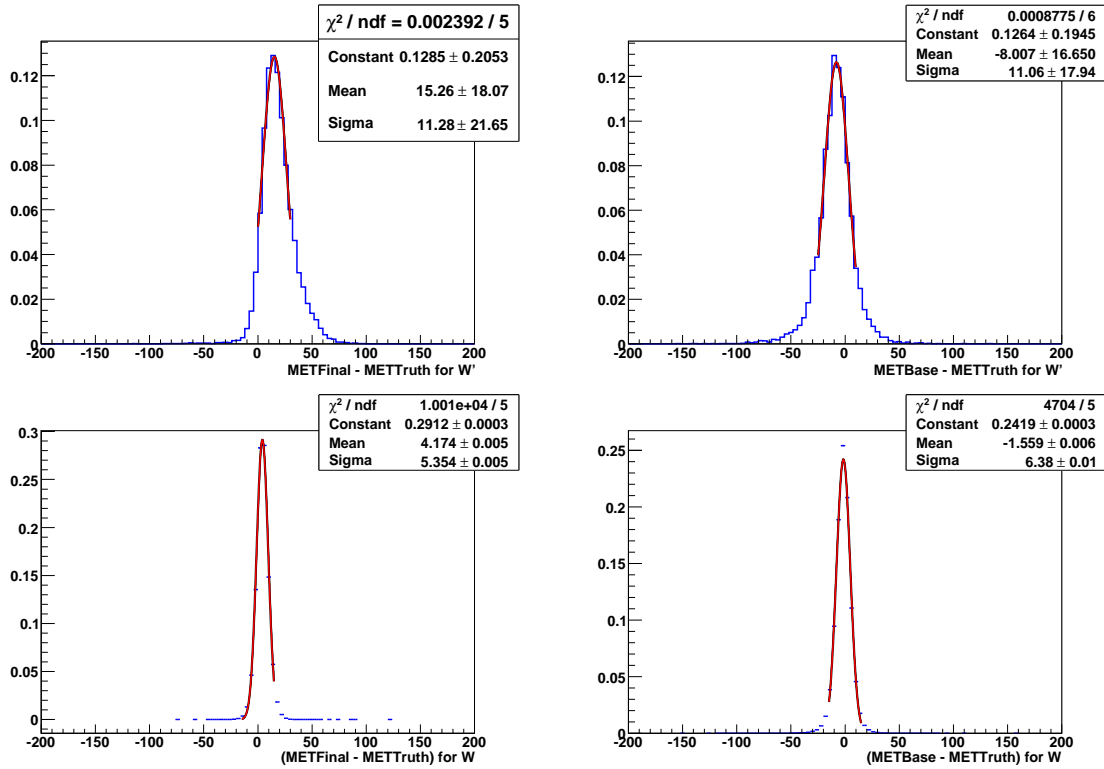


FIGURE 7.8 – Distributions de la résolution en GeV de \cancel{E}_T standard (gauche) et calorimétrique (droite) pour le W' (haut) et le W (bas) en bleu, avec un ajustement par une gaussienne en rouge.

3.5.2 Impact sur les bruits de fond

L'impact d'une définition calorimétrique de \cancel{E}_T est ici évalué sur le niveau et le spectre de masse transverse invariante de tous les bruits de fonds du W' et du W . Les résultats sont recensés dans la figure 7.10 gauche pour les bruits de fond du W' avec la vraie \cancel{E}_T (noir), $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ (bleu) et $\cancel{E}_T^{\text{Base}}$ (rouge). Le nombre d'événements pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} est donné dans la table 7.10. Comme anticipé, les queues de $W \rightarrow e\nu$ qui sont le principal bruit de fond sous le pic du W' ne sont pas affectées par la définition calorimétrique de \cancel{E}_T puisque leur signature consiste en un dépôt de grande énergie dans le calorimètre. Le bruit de fond dijet est lui augmenté, mais son niveau reste négligeable par rapport à la contribution venant de $W \rightarrow e\nu$. Enfin, malgré la présence de muons isolés dans leur état final, l'effet sur le bruit de fond $t\bar{t}$ est limité et son niveau reste négligeable par rapport aux queues $W \rightarrow e\nu$.

Un autre problème soulevé par l'utilisation de \cancel{E}_T calorimétrique est la possible émergence de nouveaux bruits de fond à l'analyse. En particulier, la situation qui serait la plus susceptible de rendre fausse la mesure de l'énergie transverse manquante calorimétrique sont les processus comportant un muon dans leur état final, la présence de jet pouvant fournir de faux candidats électrons. Dans cette perspective, le

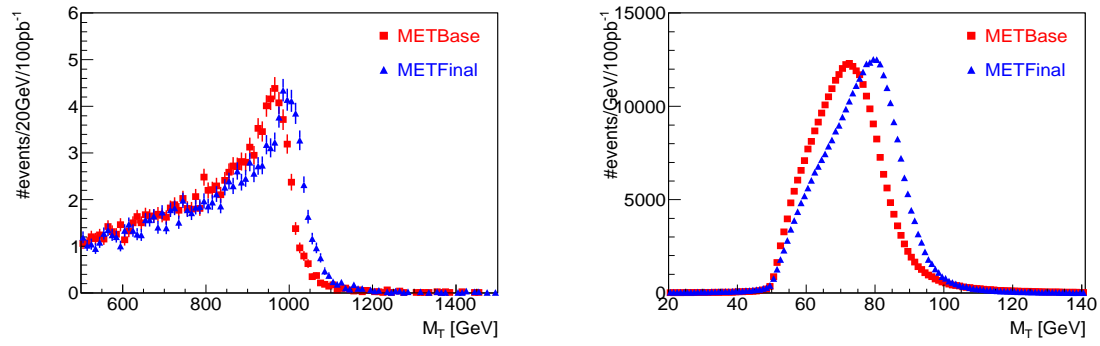


FIGURE 7.9 – Masse transverse invariante M_T (équation (7.8)) mesurée avec \cancel{E}_T^{Final} (bleu) et \cancel{E}_T^{Base} (rouge) pour le W' (gauche) et le W (droite).

niveau du bruit de fond $W \rightarrow \mu\nu + 1$ ou 2 jets a été vérifié. Pour une statistique de 100 pb^{-1} , et avec \cancel{E}_T^{Base} , seuls 60 événements survivent dans la fenêtre de masse invariante du W , ce qui est complètement négligeable. Aucun événement ne survit dans la fenêtre de masse du W' , ce qui se traduit par une limite poissonnienne d'au plus 2.3 événements à 90% de niveau de confiance. $W \rightarrow \mu\nu$ n'est donc pas un bruit de fond significatif pour l'observation du W' et du W avec \cancel{E}_T calorimétrique.

En conclusion, l'utilisation d'une définition calorimétrique de l'énergie transverse manquante ne change pas le niveau des bruits de fond dans la fenêtre de masse transverse invariante d'intérêt. Le rapport signal sur bruit est donc équivalent lorsque l'on utilise \cancel{E}_T^{Final} ou \cancel{E}_T^{Base} : il est de $S/B \sim 60$ pour 100 pb^{-1} à 10 TeV. La distribution de la masse transverse invariante du W' reconstruit avec \cancel{E}_T^{Base} est donné sur la figure 7.11 gauche.

Une étude similaire a été menée pour les bruits de fond du W . Les résultats sont illustrés par la figure 7.10 droite et la table 7.6. Tout comme dans le cas du W' , la contribution du bruit de fond dijets augmente lorsque \cancel{E}_T calorimétrique est utilisée. L'augmentation des dijets atteint presque 40% dans la fenêtre de masse considérée, tandis que les niveaux de $W \rightarrow \tau\nu$ et $t\bar{t}$ ne sont pas changés. Les dijets étant le principal bruit de fond du W , le rapport signal sur bruit dans le pic du W est légèrement dégradé, passant de 10 à ~ 8 avec 100 pb^{-1} à 10 TeV. La distribution de la masse transverse invariante du W et de ses bruits de fonds reconstruits avec \cancel{E}_T^{Base} est donnée sur la figure 7.11 droite.

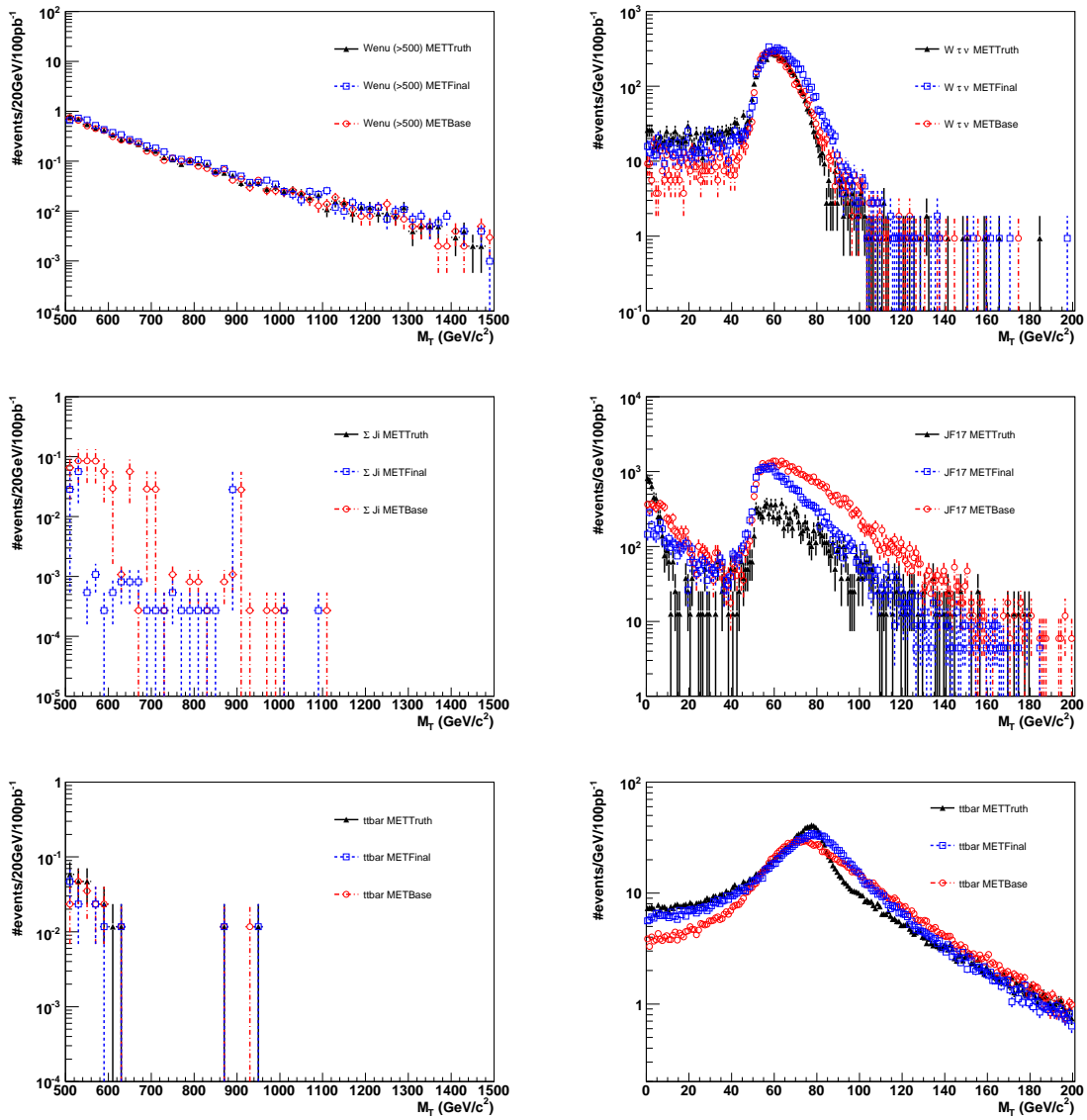


FIGURE 7.10 – Distribution de la masse transverse invariante M_T (équation (7.8)) mesurée avec \cancel{E}_T vraie (triangles noirs), \cancel{E}_T^{Final} (carrés bleux vides), et \cancel{E}_T^{Base} (cercles rouges vides) pour les bruits de fond du W' (droite) et du W (gauche). On peut voir $W \rightarrow e\nu$ dans la fenêtre de masse du W' (en haut à gauche), $W \rightarrow \tau\nu$ dans la fenêtre de masse du W (en haut à droite), les dijets dans la fenêtre de masse du W' (milieu gauche) et du W (milieu droit) et enfin le bruit de fond $t\bar{t}$ dans la fenêtre de masse du W' (en bas à gauche) et du W (en bas à droite).

Processus	\cancel{E}_T^{Truth}	\cancel{E}_T^{Final}	\cancel{E}_T^{Base}
$W' \rightarrow e\nu$	90.4	93.0	89.0
$W \rightarrow e\nu$	1.3	1.5	1.3
dijets	0.0	0.03	0.06
$t\bar{t}$	0.023	0.023	0.023

TABLE 7.5 – Nombre d'évènements pour le W' de 1 TeV et ses bruits de fond pour 100 pb^{-1} de données dans la fenêtre en masse invariante $700 < M_T(\text{GeV}) < 1200$ pour \cancel{E}_T vraie, \cancel{E}_T^{Final} et \cancel{E}_T^{Base} .

Processus	\cancel{E}_T^{Truth}	\cancel{E}_T^{Final}	\cancel{E}_T^{Base}
$W \rightarrow e\nu$	316000	340000	319000
$W \rightarrow \tau\nu$	5523	6869	5402
dijets	9968	27109	44202
$t\bar{t}$	1418	1490	1407

TABLE 7.6 – Nombre d'évènements pour le W et ses bruits de fond pour 100 pb^{-1} de données dans la fenêtre en masse invariante $40 < M_T(\text{GeV}) < 120$ pour \cancel{E}_T vraie, \cancel{E}_T^{Final} et \cancel{E}_T^{Base} .

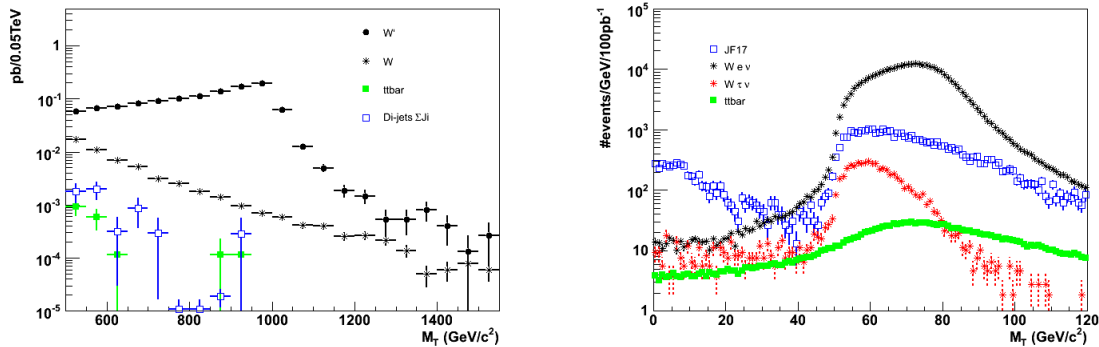


FIGURE 7.11 – Distribution de la masse transverse invariante du W' (gauche) et du W (droite) et leurs bruits de fonds après sélection avec \cancel{E}_T calorimétrique.

3.6 Conclusion

Nous avons dans cette analyse évalué le potentiel de découverte d'un $W' \rightarrow e\nu$ de 1 TeV en utilisant une définition robuste de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T . Dans cette perspective, une définition purement calorimétrique a été choisie. En effet la composante calorimétrique de l'énergie transverse manquante qui est largement prépondérante dans ce canal est bien maîtrisée, comme l'ont montré les résultats sur les données LHC (paragraphe 2).

Dans un premier temps, les résultats obtenus pour $\sqrt{s} = 14$ TeV dans la note CSC ont été retrouvés à $\sqrt{s} = 10$ TeV en utilisant la définition nominale de \cancel{E}_T (paragraphe 3.4). Il a ensuite été démontré que l'utilisation d'une définition calorimétrique de l'énergie transverse n'avait pas d'impact sur la résolution du signal du W' ni sur le niveau de ses bruits de fonds (paragraphe 3.5). Avec un rapport signal sur bruit $S/B \sim 60$ pour 100 pb^{-1} à 10 TeV, son potentiel de découverte est ainsi prometteur. Il est donc envisageable d'utiliser une définition calorimétrique de l'énergie transverse manquante dans la perspective de la recherche du $W' \rightarrow e\nu$ dans les premières données à haute énergie du LHC.

L'analyse du W a été menée parallèlement à celle du W' , en utilisant la même sélection et identification des électrons. L'extraction du W étant préalablement nécessaire à la découverte d'un W' , le W a été utilisé ici comme un échantillon de contrôle. La reconstruction non nominale de l'énergie transverse manquante a un impact non négligeable sur la résolution du signal W et sur le niveau de ses bruits de fonds. Le rapport signal sur bruit pour l'extraction du W est dégradé de 20% mais reste significatif ($S/B \sim 8$).

Le LHC enregistre depuis début 2010 des collisions avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV et continuera à être exploité avec cette énergie jusqu'en 2011. Les rapports des sections efficaces de production à $\sqrt{s} = 10$ TeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV d'un W' de 1 TeV et du W sont respectivement de 0.415 et 0.495. Les perspectives de recherches du W' dépendent la luminosité intégrée obtenue en 2010-2011 à 7 TeV. 10 pb^{-1} de données permettraient d'observer quelques événements $W' \rightarrow e\nu$ à 1 TeV ou de confirmer l'exclusion du TeVatron $M_{W'} > 1$ TeV avec 95% de niveau de confiance. Une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} permettrait une découverte à 5σ ou une exclusion avec un niveau de confiance de 95% jusqu'à $M_{W'} > 1.5$ TeV. Enfin, 1 fb^{-1} de données seraient nécessaires pour une découverte à 2 TeV [94].

Conclusion

Depuis début 2010, l'expérience ATLAS enregistre les données issues du collisionneur de protons le Large Hadron Collider. Le LHC, qui délivre des collisions avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV, est actuellement l'accélérateur de particules le plus puissant au monde. Mais l'analyse des données d'un collisionneur hadronique représente un véritable défi. Dans un environnement largement dominé par le bruit de fond QCD, l'électron fournit une signature claire et présente dans de nombreux canaux de découverte de nouvelle physique. Je me suis pendant ma thèse intéressée au potentiel de découverte du boson de jauge lourd chargé $W' \rightarrow e\nu$ qui fait partie des rares processus de nouvelle physique susceptible d'être observé avec une luminosité intégrée de quelques dizaines de pb^{-1} à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La reconstruction des électrons et de la signature des neutrinos par la reconstruction de l'énergie transverse manquante dépendent en grande partie de la maîtrise d'un des sous-détecteurs d'ATLAS : le calorimètre électromagnétique dont j'ai participé à la mise en œuvre, et des performances de reconstruction des candidats électrons dans les données de collisions à $\sqrt{s} = 900$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV, analyses auxquelles j'ai contribué.

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS a été l'objet d'un travail continu de mise en œuvre qui assure son bon fonctionnement. Avec les données cosmiques de 2007 et les premières données faisceau de 2008, j'ai participé à cet effort de mise en œuvre en vérifiant la qualité de la reconstruction des signaux dans plus de 96% des cellules du calorimètre électromagnétique réparties sur l'ensemble de la couverture angulaire : $|\eta| < 3.2$. Les résultats ont montré une qualité de la reconstruction uniforme et dont la contribution au terme constant de la résolution en énergie est comprise entre $0.2\% < c_{sr} < 0.5\%$ dans le tonneau et $0.25\% < c_{sr} < 0.7\%$ dans les bouchons du calorimètre électromagnétique, ce qui est en accord avec la résolution requise par ATLAS [50] [51].

Une fois la reconstruction de leur énergie dans le calorimètre maîtrisée, l'une des problématiques fondamentales pour la reconstruction des électrons dans ATLAS est la connaissance de l'énergie perdue avant leur entrée dans le calorimètre. Cette quantité est directement liée à la matière présente en son amont, suite à la présence des composants actifs des sous-détecteurs mais aussi et surtout à leurs services. Les objectifs de physiques nécessitent une connaissance de cette matière à $1 X_0$ près dans le trajectographe et $5 X_0$ juste devant le calorimètre. L'électron est l'un des rares objets qui soit sensible aussi bien à la matière du trajectographe qu'à celle juste en amont du calorimètre et qui puisse de plus délivrer des informations sur cette matière dans chacun des sous-détecteurs qu'il traverse. En utilisant des

simulations Monte Carlo d'électrons de grande impulsion transverse ($p_T > 15$ GeV), j'ai montré que les électrons pouvaient renseigner sur la quantité et la position de la matière présente depuis la couche du b jusqu'à l'entrée du calorimètre. Quelques millions d'électrons issus de W ou de Z suffisent à détecter $\sim 10\%$ X_0 d'erreur sur les estimations de matière entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique, 5% X_0 dans le cryostat et quelques pourcents de X_0 dans le trajectographe interne [70].

Fin 2009 et début 2010, les premières collisions du LHC avec des énergies dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 900$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV ont été enregistrées par ATLAS, et les premiers candidats électrons ont pu être reconstruits. J'ai participé à la vérification de l'accord entre données et simulations des variables utilisées dans l'algorithme d'identification des électrons. L'analyse d'une statistique de 15.5 nb^{-1} de candidats électrons de basse impulsion transverse ($p_T > 7$ GeV) a montré un accord global entre données et simulations satisfaisant pour une expérience aussi complexe dans les premiers mois de son exploitation. Un alignement non optimal du calorimètre et du trajectographe interne a néanmoins été observé. De plus, les gerbes électromagnétiques sont plus larges dans les données que dans les simulations. Ces résultats, bien qu'imputables à des éventuels effets de diaphonie ou de mauvaise description de la matière, sont sujets à caution puisqu'obtenus avec un échantillon composé en grande partie de hadrons mous dont la simulation est difficilement maîtrisée. Une plus grande luminosité intégrée sera nécessaire pour extraire un lot pur d'électrons de grande impulsion transverse $p_T > 15$ GeV et vérifier l'accord des variables d'identification sur le spectre en énergie et la composition en objets électromagnétiques pour lesquelles elles ont été optimisées [76] [78] [79].

Dans la perspective d'une recherche de nouvelle physique sur les premières données de collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV collectées en 2010-2011, le canal $W' \rightarrow e\nu$ est privilégié puisque l'observation de quelques candidats à 1 TeV est possible dès 10 fb^{-1} de données. A l'aide de simulations Monte Carlo, j'ai évalué l'impact sur le potentiel de découverte du W' en électron et neutrino d'une définition uniquement calorimétrique de l'énergie transverse manquante. Les résultats montrent que le potentiel de découverte n'est en rien affecté par cette définition plus robuste de l'énergie transverse manquante [28], ce qui laisse entrevoir la possibilité d'une découverte ou d'une exclusion dans les prochains mois d'exploitation du LHC.

Bibliographie

- [1] C. Amsler et al., *Review of Particle Physics*, Physics Letters **B667**,1 (2008)
- [2] S.L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl.Phys. **22** (1961) 579
- [3] A. Salam, J.C. Ward, *Electromagnetic And Weak Interactions*, Phys. Rev. Lett., **13** (1964) 168
- [4] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett., **19** (1967) 1264
- [5] N. Cabibbo, *Unitarity symmetry and leptonic decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [6] M. Kobayashi & T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interactions*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [7] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **B504** (2001) 218-224.
- [8] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*, Progress of Theoretical Physics 28 : 870 (1962)
- [9] B. Pontecorvo (1967). *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge* JETP 26 : 984 (1968)
- [10] Site web du groupe de travail "ElectroWeak Working Group" du LEP, [http ://lepewwg.web.cern.ch](http://lepewwg.web.cern.ch).
- [11] Site web du groupe de travail "ElectroWeakWorking Group" du Tevatron, [http ://tevewwg.fnal.gov](http://tevewwg.fnal.gov).
- [12] Site web de l'édition 2010 de la conférence *Physics at the LHC*, [http ://plhc2010.desy.de/](http://plhc2010.desy.de/)
- [13] Site web de l'édition 2010 de la conférence ICHEP : 35th *International Conference of High Energy Physics*, [http ://www.ichep2010.fr/](http://www.ichep2010.fr/)
- [14] The TEVNPH Working Group *Combined CDF and D0 upper limits on standard model Higgs boson production with up to 5.4 fb⁻¹ of data* FERMILAB-CONF-09-557-E, CDF Note 9998, D0 Note 5983
- [15] S.Asai et al. *Prospects for the Search for a Standard Model Higgs Boson in ATLAS using Vector Boson Fusion* Eur.Phys.J. C32S2 (2004) 19-54
- [16] The ATLAS Collaboration, *Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics : Electrons and Photons*, CERN-OPEN-2008-020
- [17] CDF and D0 Collaborations *Review of Top Quark Measurements* Proceedings for the 29th Physics in Collision Conference, Kobe, Japan, Aug 30 - Sep 2, 2009

- [18] F. Hubaut, P. Pralavorio *Early SUSY search in final states with Z bosons* ATL-PHYS-INT-2008-014 Geneva : CERN, 2008 - 26p
- [19] C. Hof *Detection of new heavy gauge bosons W' in CMS* ACTA PHYSICA POLONICA B Vol. 38 (2007)
- [20] The ATLAS collaboration *Lepton plus Missing Transverse Energy Signals at High Mass* Atlas CSC note July 18, 2008
- [21] T. Han, H.E. Logan, B. McElrath, L.T. Wang *Phenomenology of the little Higgs model* Phys. Rev. D **67**, 095004, 2003
- [22] N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, H.Georgi *Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction* Phys. Lett. **B513** :322-240, 2001
- [23] P. Langacker, R.W. Robinett, J. L. Rosner *New heavy gauge bosons in pp and $p\bar{p}$ collisions* Physical Review D, Volume 30, Number 7, 1 October 1984
- [24] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali *Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity* Physical Review D, Volume 59, 086004 (1999)
- [25] G. Altarelli, B. Mele, M. Ruiz-Altaba *Searching for new heavy vector boson in $p\bar{p}$ colliders* Z. Phys. C - Particles and Fields 45, 109-121 (1989)
- [26] The D0 Collaboration *Search for W' Bosons Decaying to an Electron and a Neutrino with the D0 Detector* Phys. Rev. Let. PRL **100**, 031804 (2008)
- [27] The D0 Collaboration *Search for W' Boson Resonances Decaying to a Top Quark an a Bottom Quark* Phys. Rev. Let. PRL **100**, 211803 (2008)
- [28] F. Hubaut, M. Kuna, E. Petit, P. Pralavorio, C. Gabaldon, A. Olariu *Early $W' \rightarrow e\nu$ discovery with calorimetric transverse missing energy*, ATL-COM-PHYS-2009-636. - Geneva : CERN, 2009 - 26p
- [29] S. Franz, P. Barillon *ATLAS ALFA - measuring absolute luminosity with scintillating fibres*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 610 (2009) 35-40
- [30] The ATLAS collaboration *Luminosity Determination Using the ATLAS Detector* ATL-CONF-LUMI-2010-060, Geneva : CERN, 2010
- [31] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, 2008 JINST 3 S08003
- [32] Daniel Froidevaux and Paris Sphicas, *General Purpose Detectors for the Large Hadron Collider*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2006.56.375-440
- [33] Christian W. Fabjan and Fabiola Gianotti, *Calorimetry for particle physics*, Reviews of Modern Physics, volume 75, October 2003
- [34] The ATLAS collaboration ; *Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions*, ATL-COM-LARG-2009-050, (EPJC), arXiv :0912.2642v4 [physics.ins-det]
- [35] N.J. Buchanan et al., *Design and implementation of the front-end board for the readout of the ATLAS liquid argon calorimeters* J. Instrum. 3 (2008) P03004
- [36] L. Courneyea et al., *Computation and validation of the electronic calibration constants for the ATLAS Liquid Argon Calorimeters*, ATL-COM-LARG-2010-008

- [37] Collard, C ; Fournier, D ; Henrot-Versillé, S ; Serin, L ; *Prediction of signal amplitude and shape for the ATLAS electromagnetic calorimeter*, ATL-LARG-PUB-2007-010, LAL 06-170, Februray 2008
- [38] D. Banfi, M. Delmastro and M. Fanti ; *Cell reponse equalization of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionization signals*, SN-ATLAS-2005-054, J. Inst 1 (2006) P08001
- [39] The ATLAS collaboration ; *Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons*, ATL-COM-LARG-2009-056 Geneva : CERN, 2009 (EPJC)
- [40] Aperio Bella L. ; *Channel by Channel correction*, [http ://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=72613](http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=72613), présentation au LAr weekly
- [41] M. Aharrouche *et al*, *Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam*, Nucl. Inst. Meth. **A 568** (2006) 601
- [42] J. Colas *et al.* ; *Response Uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A582** (2007) 429, arXiv :0709.1094 [physics]
- [43] Colas, J. *et al.* ; *Position Resolution and Particle Identification*, NIM A, 550 (2005) 96-115
- [44] T. Guillemin *et al.* ; *Time alignment of the ATLAS liquid argon calorimeter*, ATL-LARG-INT-2009-006 - Geneva : CERN, 2009 - 29 p.
- [45] M. Cooke, P.S. Mangeard, M. Plamondon *et al.* ; *In situ comissionning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with cosmic muons*, ATL-LARG-PUB-2007-013, Geneva : CERN, 2007
- [46] P.S Mangeard ; *Performance of the Liquid Argon Calorimeter with cosmic muons and single LHC beam data*, ATL-LARG-PROC-2009-003 - Geneva : CERN, 2009 - 3p.
- [47] P.S Mangeard ; *Mise en service du calorimètre électromagnétique d'Atlas et détermination du potentiel de découverte d'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ dans les premières données LHC*, Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, 1 Juillet 2009
- [48] C. Ohm and T. Pauly ; *The ATLAS beam pick-up based timing system*, ATL-DAQ-PROC-2009-005 ; - Geneva : CERN, 2009
- [49] J. Ban *et al.* *ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics* J. Inst 2 (2007) P06002
- [50] Gabaldon Ruiz, C ; Kuna, M ; Hubaut, F ; Pralavorio, P ; *Signal Reconstruction in the EM end-cap calorimeter and check with cosmic data in the region $0 < \eta < 3.2$* , ATL-LARG-PUB-2008-001, Geneva : CERN, 2008
- [51] Gabaldon Ruiz, C ; Kuna, M ; Hubaut, F ; Pralavorio, P ; *Check of the signal reconstruction in the EM calorimeter with beam splash data*, ATL-LARG-INT-2009-005, Geneva : CERN, 2009
- [52] N. Kerschen, *Electron reconstruction and identification with the ATLAS detector*, ATL-PHYS-PROC-2009-111, Geneva : CERN, 2009

- [53] M. Aharrouche *et al.* *Electron performance in the ATLAS experiment*, ATL-COM-PHYS-2010-208, Geneva : CERN, 2010
- [54] W. Lampl *et al.*, *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, ATLAS-LARG-PUB-2008-002, Geneva : CERN, 2008
- [55] Abreu, H *et al.* *Photon performance in the ATLAS experiment* ATL-COM-PHYS-2010-240.- Geneva : CERN, 2010
- [56] D. Banfi *et al.*, *The measurement of the energy of electrons and photons in the ATLAS electromagnetic calorimeter*, ATL-PHYS-INT-2010-038, Geneva : CERN 2009
- [57] Gianotti,FG ; Facciolo,PF ; Guillemin,TG ; Hubaut,FH ; Kuna,MK ; *Inclusive Zee and Wenu cross sections measurements from streaming-test data in ATLAS*, ATL-PHYS-INT-2008-035, Geneva : CERN, 2008
- [58] CDF Collaboration, *First run II measurement of the W boson mass*, arXiv :0708.3642[hepex]
- [59] J. Colas *et al.*, *Response Uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 582** (2007) 429, arXiv :07091094[physics]
- [60] M. Aleksa *et al.*, *ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-PUB-2006-003
- [61] A. Ahmad *et al.*, *Inner Detector as-built detector description validation for CSC*, ATLAS note ATL-INDET-INT-2007-002
- [62] F. Hubaut et P. Pralavorio, *Commisioning of the ATLAS electromagnetic calorimeterwith minimum bias events*, ATLAS note ATL-LARG-PUB-2007-007
- [63] G.Gorfine, *Inner Detector Simulation status*, presentation at the ATLAS Software and Computing Workshop, oct. 2007.
- [64] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Computing Technical Design Report*, CERN-LHCC-2005-022
- [65] The ATLAS collaboration, *Electroweak boson cross-section measurements with ATLAS*, CSC note
- [66] S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4 : A simulation toolkit*, Nucl. Inst. Meth. **A 506** (2003) 250
- [67] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, ATLAS note ATL-COM-PHYS-2007-102, submitted to JINST
- [68] A.C. Le Bihan, *Electron bremsstrahlung recovery using calorimeter : update and remaining issues*, presentation at the ATLAS Trigger and Physics week, march 2007
- [69] N. Kerschen, *Performance of the ATLAS LAr barrel calorimeter in the 2004 combined test beam*, Talk given at CALOR 2008 Conference (May 2008)
- [70] Kuna, M ; Gabaldon Ruiz, C ; Hubaut, F ; Pralavorio,P ; *Study of material in front of the EM calorimeter with high p_T electrons shower shapes and tracks*, ATL-PHYS-INT-2008-026, Geneva : CERN, 2008
- [71] J. Hartert, I. Ludwig ; *Electron isolation in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-INT-2010-052, Geneva : CERN, 2010

- [72] The ATLAS collaboration ; *Probing the response of the ATLAS electromagnetic calorimeter and material upstream with energy flow from $\sqrt{s}=7$ TeV minimum bias events* ATLAS-CONF-2010-037, Geneva : CERN, 2010
- [73] The ATLAS collaboration ; *Photon Conversions at $\sqrt{s}=900$ GeV measured with the ATLAS Detector* ATLAS-CONF-2010-007, Geneva : CERN, 2010
- [74] D.R. Ward *Properties of soft proton antiproton collisions* CERN-EP/87-178 September 29th, 1987
- [75] Regina Kwee on behalf of the ATLAS Collaboration ; *Minimum Bias Trigger at ATLAS, LHC*, ATL-DAQ-PROC-2008-007 ; - Geneva : CERN, 2008
- [76] The ATLAS collaboration *Observation of prompt inclusive electrons in the ATLAS experiment at $\sqrt{s} = 7$ TeV* ATLAS-CONF-2010-073 ; - Geneva : CERN, 2010
- [77] F. Dudziak, Ly.Fayard, R.D.Schaffer, M.Teinturier
Tight efficiency discrepencies in MC-Data comparison, $\Delta\eta$ and $\Delta\phi$
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=77970>
 Talk at the egamma meeting 12/05/2010
Investigate Trackmatch variables $\Delta\eta$ and $\Delta\phi$
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=93317>
 Talk at the egamma conference note 4 meeting 07/05/2010
- [78] The ATLAS collaboration *Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS : expected performance at high energy and results at 900 GeV* ATLAS-CONF-2010-005, Geneva : CERN, 2010 - 25p
- [79] H. Abreu *et al.* *Electron and photon reconstruction and identification results from ATLAS at 900 GeV* ATL-COM-PHYS-2010-172.- Geneva : CERN, 2010 - 39 p.
- [80] B. Heinemann, E. Torrence, G. Unal *Determination of the Luminosity using the Liquid Argon Calorimeter Endcaps* ATL-COM-LUM-2010-002, Geneva : CERN, 2010 - 11p
- [81] The ATLAS collaboration *Evidence for direct photon production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector* ATLAS-CONF-2010-077 ; - Geneva : CERN, 2010
- [82] F. Hubaut *et al.*, *Crosstalk in production modules of the electromagnetic endcap calorimeter* ATL-LARG-2003-012
- [83] The ATLAS Collaboration *Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics* CERN-OPEN-2008-020
- [84] N. Vranjes *et al.*, *W' discovery and exclusive potential @ 7TeV*, Talk given at the Lepton+X meeting, 24 August 2009
- [85] The ATLAS Collaboration *Detector Level Jet Corrections* CERN-OPEN-2008-020
- [86] Braunschweig, W. et al., *H1 Calorimeter Group* DESY 89-022 (1989)
- [87] P. Schachta, *Calibration of the H1 liquid argon calorimeter* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volume 327, Issue 1, 20 March 1993, Pages 212-215

- [88] T. Barillari *et al.*, *Local Hadronic Calibration* ATL-LARG-PUB-2009-001, Geneva : CERN 2008 - 34p.
- [89] F. Hubaut, E. Petit, P. Pralavorio, D. Rousseau, D. Varouchas, A. Olariu ; *Testing calorimetric Missing Transverse Energy and jet reconstruction with random and cosmic data*, ATL-PHYS-INT-2009-045, Geneva : CERN, 2009 - 36p.
- [90] The ATLAS Collaboration, *Performance of the missing transverse energy reconstruction in minimum bias events at \sqrt{s} of 900GeV and 2.36TeV with the ATLAS detector* ATLAS-CONF-2010-008, Geneva : CERN, 2010 - 7p.
- [91] The ATLAS Collaboration, *Performance of the missing transverse energy reconstruction in minimum bias collisions at center-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector* ATLAS-CONF-2010-039, Geneva : CERN, 2010
- [92] The ATLAS Collaboration *Measurement of Missing Transverse Energy* CERN-OPEN-2008-020
- [93] PS Mangeard *et al.*, *Early $Z' \rightarrow ee$ discovery potential with ATLAS electromagnetic calorimeter*, ATL-PHYS-INT-2008-020
- [94] A. Antonaki *et al.*, *Physics potential of Z' and W' searches with the ATLAS detector at $\sqrt{s}=7$ TeV*, ATL-PHYS-INT-2010-056, Geneva : CERN, 2010

Index

A

ADC 66, 68, 70, 72, 73
 ALFA 33
 Algorithme de fenêtre glissante 102
 ALICE 35
 Alignement du calorimètre et du trajectographe interne 158
 Angle azimutal ϕ 39
 Antimatière 6
 AOD 59
 Argon liquide .. 46, 47, 51–53, 61, 62, 65, 77
 ATLAS 34, 37–39

B

Baryons 4, 9
 Birks 152
 Boson de Higgs 11, 15, 16, 20
 Bosons 6
 BPTX 86
 Bremsstrahlung 62
 Bruit électronique 47, 70

C

Calorimètre électromagnétique ... 47, 61
 Calorimètre à échantillonnage 46–48, 51–53, 62, 77
 Calorimètre avant 52
 Calorimètre hadronique 39, 51
 Calorimètre non compensant 166
 CDF 16
 CERN 32, 58, 59
 Chaîne électronique de lecture 64
 Chambres à bulles 3, 4
 CMS 34, 46, 48, 51
 Constantes de couplage 21
 Conversion de photon 111, 112
 Couleurs 7
 Cryostat 41, 43, 53, 55, 61, 64, 167
 CSC 44, 56

D

D0 16, 27, 48
 Démarrage du LHC 35
 DAC 70
 Diaphonie 156
 Dimensions supplémentaires 26
 Données à un faisceau LHC 83
 Données cosmiques 80
 Données de collisions 141
 DPD 59

E

Electrons .. 5, 6, 38, 46, 61, 101, 141, 163
 Electrons $e\gamma$ 103, 149
 Electrons forward 103, 149
 Electrons softe 103, 149
 Energie noire 3
 Energie transverse manquante 164
 ESD 59
 Etalonnage du calo EM 67, 74
 Événements de biais minimum . 141, 142
 Événements sous-jacents 142

F

Facteur de conversion 71
 Facteur de qualité 92
 FEB 65, 69
 Fermions 5
 Filtrage optimal 71
 Flux d'énergie des événements de biais minimum 85, 111, 145
 FPM 72
 Fraction d'échantillonnage 62
 Fraction opérationnelle des détecteurs 44

G

Générations 5
 Gain d'une cellule 69
 Gerbes électromagnétiques . 62, 107, 152
 Gluons 6, 7
 Goldstone 13, 23

Granularité.....	48, 49, 53	MBTS.....	143
Graviton.....	8	MDT.....	44, 55, 56
Grille de calcul.....	59	Mise en œuvre du calo EM.....	77, 145
H		Modèle de jauge étendue.....	27
Hélicité.....	11	Modèle Standard.....	3, 5, 19
Hadrons.....	4, 9, 63	Modèles de symétrie droite-gauche...	24
Haute tension.....	64, 75, 145	Muons.....	6, 38, 39, 53
Hiérarchie.....	20, 23, 24	N	
Hypercharge.....	10	Naturalité.....	20, 21, 24
I		Neutrinos.....	5, 6, 14, 163
Identification des électrons.....	107, 151	Neutrons.....	5
Identification robuste.....	158, 160	O	
Interaction électromagnétique.....	7	Octants du LHC.....	35
Interaction faible.....	7	Oscillation de neutrinos.....	14
Interaction forte.....	7	OTx.....	74, 149
Interaction gravitationnelle.....	8	P	
Interactions fondamentales.....	6	Paramètres libres du MS.....	21
Isospin faible.....	10	Petit Higgs.....	23
J		Photons.....	6–8, 12, 46, 61, 102
J0-J8.....	172	Piédestaux.....	68
Jacobien.....	171	Pixels.....	43
Jets.....	10, 38, 46, 61, 77, 167	Positron.....	6
JF17.....	175	Protons.....	5
K		Pseudo-rapidité η	39
Kaluza-Klein.....	26	Q	
Kaons.....	4, 152	QCD.....	9
L		QED.....	10
L1Calo.....	44, 57, 143, 144	Quark top.....	3, 6, 10, 18
Leptons.....	6	Quarks.....	5
LHC.....	31	R	
LHCb.....	35	Résolution en énergie...	47, 51, 105, 106
LINAC.....	33	Rayon R.....	40
LUCID.....	34	RDO.....	59
Luminosité.....	33, 38	Reconstruction de l'énergie.....	71
M		Reconstruction des électrons.....	102
Mésons.....	4, 10	ROOT.....	59
Majorana.....	14, 26	RPC.....	44, 56
Masse des particules.....	7	RTM.....	72
Masse transverse invariante.....	171	S	
Matière en amont du calorimètre	42, 104, 110	SCT.....	45
Matière noire.....	3	Signal d'ionisation.....	62, 65–67, 80, 88
Matrice CKM.....	14	Spectromètre à muons.....	39, 53
Matrice PMNS.....	14	Spin.....	5, 7
		SPS.....	32, 33, 35, 78

Symétries de jauge 8
Système de déclenchement . . . 57, 86, 142

T

Taus 6
Temps de dérive 64, 72, 79
Temps des signaux d'ionisation . . . 73, 79
Tests faisceaux 78
TeVatron 3, 15, 16, 27, 31, 32
TGC 44, 56
Théories de grande unification 24
Tiers-0,1,2,3 59
Trajectographe interne 38, 41
TRT 45

U

Unitarité 14

V

VBF 16
Vev 13
Violation CP 6

W

W 8, 12, 37, 173
W' 23, 27, 163

X

X0 41

Z

Z 7, 12, 37

Résumé

Mise en œuvre du calorimètre électromagnétique d'Atlas et de la reconstruction des électrons avec les premières données du collisionneur de protons LHC. Détermination du potentiel de découverte d'un boson de jauge lourd chargé $W' \rightarrow e\nu$.

ATLAS est un détecteur de particules généraliste installé auprès du grand collisionneur de hadrons le LHC qui fonctionne depuis début 2010 avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV. C'est à l'électron et au potentiel de découverte qui lui est associé que je me suis intéressée pendant ma thèse.

Le calorimètre électromagnétique est un sous-détecteur crucial pour la mesure des propriétés cinématiques de l'électrons. Pour vérifier son bon fonctionnement, j'ai participé à l'analyse des premières données in situ du détecteur : les muons cosmiques en 2008, puis les premières données faisceau du LHC de 2009. Ces études nous ont permis de nous assurer que le calorimètre électromagnétique est opérationnel et performant sur l'ensemble de sa couverture.

Pour mesurer avec précision l'énergie des électrons, il est de plus nécessaire de savoir quelle quantité d'énergie les particules ont perdu avant d'entrer dans le calorimètre. C'est pourquoi j'ai également participé à une étude visant à évaluer la matière en amont de ce sous-détecteur, par le biais de simulations Monte Carlo d'électrons de grande impulsion transverse. Les informations issues des électrons permettent une cartographie de la matière du trajectographe interne jusqu'à l'entrée du calorimètre.

Les collisions à $\sqrt{s} = 900$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV délivrées par le LHC en 2009 et 2010 ont fourni à ATLAS ses tout premiers candidats électrons et permis la vérification des performances de leur reconstruction. J'ai dans ce cadre participé à la comparaison entre données et simulation des variables utilisées pour l'identification des électrons.

Enfin, j'ai préparé la recherche du boson de jauge lourd chargé W' dans sa décroissance en électron et neutrino, où, pour augmenter la robustesse d'une analyse sur les premières données, une définition exclusivement calorimétrique de l'énergie transverse manquante a été utilisée.

Mots-clé : LHC, ATLAS, calorimètre électromagnétique, électrons, données de collision à $\sqrt{s} = 7$ TeV, cartographie de la matière, boson de jauge lourd chargé

ATLAS electromagnetic calorimeter and electron reconstruction commissioning with the first LHC collision data. Study of the $W' \rightarrow e\nu$ heavy gauge boson discovery potential.

ATLAS is a general purpose particle detector based at the Large Hadron Collider which has been delivering collisions since the beginning of 2010, with an energy in the centre of mass of $\sqrt{s} = 7$ TeV. The electron and the discovery potential it carries is the subject of my thesis.

The electromagnetic calorimeter is a crucial sub-detector for the measurement of electrons kinematic properties. In order to verify its functioning, I contributed to the first in situ data analysis, cosmic muons in 2008 and LHC beam data in 2009. These analyses showed the electromagnetic calorimeter was operational and efficient over its whole coverage.

The knowledge of the electrons energy losses before they reach the calorimeter is mandatory to achieve precise measurements. For that purpose, I contributed to a method evaluating the amount of material upstream using Monte Carlo simulations of high transverse momentum electrons. The information from the electron allows mapping of the material from the inner tracker to the calorimeter entrance.

In 2009 and 2010, the LHC collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV collisions provided ATLAS with its very first electron candidates and enabled the verification of their reconstruction performance. In this prospect, I compared the electron identification variables of data and simulation.

Finally, I prepared the search for a charged heavy gauge boson W' decaying in an electron and a neutrino, using a calorimetric only definition of missing transverse energy in order to improve the method's robustness in the perspective of an early data analysis.

Key words : LHC, ATLAS, electromagnetic calorimeter, electrons, collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV, material mapping, charged heavy gauge boson